

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория Ядерных Реакций им. Г.Н.Флёрова

На правах рукописи

СИДОРЧУК Сергей Иванович

**Экспериментальное Исследование
Изотопов Водорода ${}^4,5,7\text{H}$ в Реакциях
на Пучках Ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^8\text{He}$**

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук

М.С. ГОЛОВКОВ

Дубна, 2004

Оглавление

Введение.....	2
Глава 1. Экспериментальная методика.....	22
1.1. Сепаратор АКУЛИНА.....	22
1.1.1. Вторичный пучок ^8He	23
1.1.2. Первичный пучок ^3H	25
1.2. Криогенная физическая мишень.....	27
1.3. Система регистрации.....	30
Глава 2. Эксперименты по изучению ^4H в реакциях $^{(2,3)}\text{H}(t,(p,d)^4\text{H}$	39
2.1. Схема эксперимента.....	41
2.2. Реакция $t+d$. Регистрация совпадений $p-t$	43
2.3. Реакция $t+d$. Регистрация совпадений $p-n$	50
2.4. Реакция $t+t$	53
2.5. Обсуждение результатов.....	56
Глава 3. Эксперимент по изучению ^5H в реакции $^3\text{H}(t,p)^5\text{H}$	60
3.1. Реакция $t+t$. Регистрация совпадений $p-t$	61
3.2. Реакция $t+t$. Регистрация совпадений $p-t-n$	63
3.3. Обсуждение результатов.....	65
Глава 4. Поиск долгоживущего ^7H в реакции $^2\text{H}(^8\text{He}, ^7\text{H})$	68
4.1. Обоснование эксперимента.....	68
4.2. Схема эксперимента.....	69
4.3. Результаты измерений.....	71
4.4. Обсуждение результатов.....	72
Глава 5. Квазисвободное рассеяние на связанных частицах в системах $t+t$ и $t+d$	73
5.1. Результаты эксперимента.....	76
5.2. Обсуждение полученных данных.....	82
Заключение.....	84
Литература.....	91

ВВЕДЕНИЕ

Степень актуальности того или иного научного направления наиболее явным образом иллюстрируется тем, насколько широко представлена данная тематика на конференциях и в физической периодике. Тема изучения свойств ядерной материи на границе и за границей нуклонной стабильности не требует слишком кропотливого поиска в оглавлениях. В последние два десятилетия регулярно проводятся конференции, целиком посвященные этой теме, и в то же время практически на каждой более или менее большой конференции обычно представлен соответствующий раздел. Интерес к исследованиям в этой области обусловлен тем, что пограничные ядра, доступные на сегодняшний день для экспериментальных исследований, как оказалось, обладают совершенно необычными свойствами, которые радикально отличают их от ядер, лежащих на линии стабильности.

Изменение свойств ядер при удалении от линии стабильности проявляется, в частности, в уменьшении их энергии связи. Линия, за которой ядро становится нестабильным относительно нуклонного распада, определяется как drip-line, или линия нуклонной стабильности, показанная на рис. В.1 пунктирной линией. Со стороны нейтронно-избыточных изотопов она определена экспериментально лишь для легчайших ядер (до изотопов кислорода). С протонной стороны благодаря кулоновским силам эта линия менее удалена от дорожки стабильности и в связи с этим ситуация с экспериментальным определением этой границы, соответственно, более благоприятна.

Появление и развитие техники радиоактивных пучков положило начало новому этапу интенсивных исследований ядер вблизи и за границей линии стабильности. Очевидное преимущество радиоактивных пучков заключается в том, что ядра во входном канале реакции уже удалены от дорожки стабильности. В результате, стартуя с позиции, уже приближенной к drip-line, экспериментаторы получили возможность достичь и пересечь эту границу, используя наиболее простые реакции, например, реакции передачи одного нуклона, которые характеризуются достаточно большим сечением. В то же время при использовании стабильных пучков те же пограничные ядра могут быть получены только в

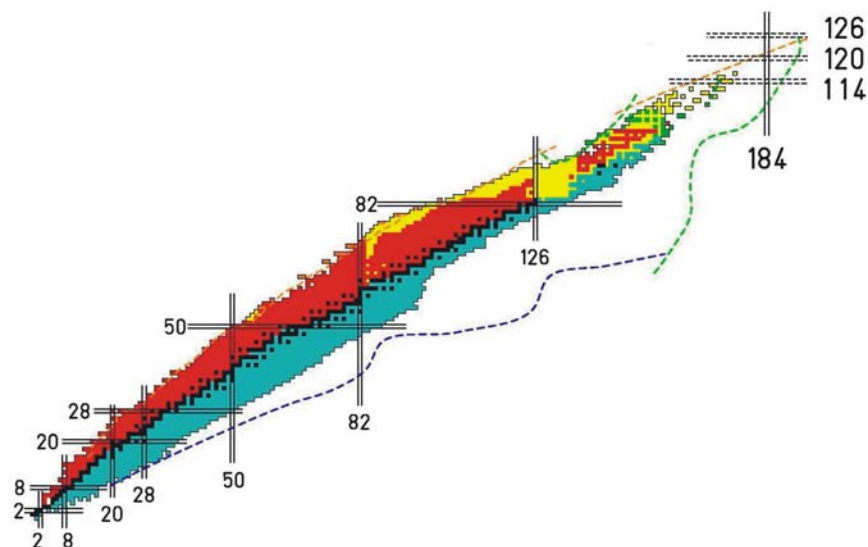


Рис. В.1. Карта нуклидов. Пунктирными линиями показана линия нуклонной стабильности.

результате таких реакций, которые сопровождаются сложной перестройкой исходной системы, что часто подразумевает исключительную малость сечений.

По мере удаления от дорожки стабильности меняется не только энергия связи, существенные изменения претерпевают и многие другие их свойства. Как известно, обычные ядра имеют среднюю энергию связи около 8 МэВ на нуклон и нуклонная плотность примерно постоянна внутри хорошо определенной поверхности, что дает возможность говорить о размере ядер. Обычно для характеристики размера используют среднеквадратичный радиус ядра. Радиусы нейтронного и протонного распределений очень близки, причем это правило справедливо вплоть до самых тяжелых ядер, где число нейтронов в полтора раза превышает число протонов. Совершенно иная картина наблюдается для ядер, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности. Уже самые первые эксперименты на радиоактивных пучках привели к открытию нового явления – ядерного гало, - квантовомеханического эффекта, обязанного своим существованием малой энергии связи и короткодействию ядерных сил [Tan85]. Ядра с гало характеризуются ярко выраженным разделением на компактный,

хорошо связанный кор и слабосвязанные валентные нуклоны, большую часть времени проводящие вне области действия ядерных сил. Это явление проявляется, в частности, в значительном отличии радиусов протонного и нейтронного распределений. Многочисленные эксперименты обнаружили целый ряд других свойств, характерных только для этих ядер:

- Аномально большое сечение взаимодействия. Измерение сечения взаимодействия ${}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$ с различными ядрами в 1985 году привело к гипотезе существования протяженного распределения валентных нейтронов.
- Разделение нуклонов на кор и гало, которое проявляется в соотношениях, связывающих полное сечение взаимодействия с сечением развала ядра на кор и гало: $\sigma_{\text{гало}}(A) = \sigma_I(A) - \sigma_I(A\text{-гало})$ [Oga92].
- Необычно узкие импульсные распределения нуклонов гало, получаемые в реакциях фрагментации [Kob88]. Этот результат является следствием принципа Гейзенберга, согласно которому широкому пространственному распределению нуклонов в ядре должно соответствовать их узкое импульсное распределение.
- Большие сечения кулоновской диссоциации в реакциях с тяжелыми мишенями [Han87].
- Мягкая мода гигантского дипольного резонанса, возникающая благодаря слабой связи кора с нуклонами гало, вследствие чего появляется возможность низкоэнергичных колебаний кора относительно гало [Han87].
- Большая, по сравнению с обычными ядрами, энергия β -распада, обусловленная возможностью прямого, как в случае свободных частиц, β -распада нейтронов гало в континуум [Rii90].
- Изменение оболочечной структуры ядер, которое выражается в нарушении очередности заполнения оболочек.
- Особый характер связи частиц в ядрах с двухнуклонным гало, не имеющий аналога среди обычных ядер, который выражается в том, что любая двухтельная подсистема ядра, состоящего из трех тел,

является несвязанной. Такие ядра принято называть Борромиевскими по геральдическому символу итальянского рода Борromeо, который представляет собой особым образом соединенные между собой три кольца.

Интересным и на сегодняшний день уникальным примером, характеризующим необычность свойств пограничных ядер, является так называемая гелиевая аномалия – поведение энергии связи в зависимости от массового числа. Аномалия заключается в том, что при добавлении двух нейтронов к ядру ${}^6\text{He}$ ядро ${}^8\text{He}$ становится более связанным. Аналогичная ситуация наблюдается и для пары ${}^5\text{He}$ и ${}^7\text{He}$. Гелиевая аномалия послужила одной из причин повышенного интереса к исследованиям сверхтяжелых изотопов водорода и к вопросу о возможности существования мультинейтрона.

При переходе границы ядерной стабильности понятие ядра становится условным, поэтому в таких случаях говорят о ядерной системе, состояние которой характеризуется, в частности, определенной энергией относительного движения частиц, составляющих систему. Взаимодействие в такой системе в эксперименте проявляется в виде более или менее узкого пика в спектре относительной энергии, наличие которого говорит о том, что притяжение между частицами системы достаточно для того, чтобы в течение некоторого времени удерживать их вместе. Если энергия относительного движения частиц превышает порог распада системы, то в случае отсутствия центробежного или кулоновского барьера, удерживающего систему от распада, мы имеем так называемое виртуальное состояние. Типичным примером является n-n взаимодействие в 1s состоянии. Это виртуальное состояние проявляется как широкое распределение по энергии относительного движения нейтронов с максимумом около 70 кэВ. Ширина энергетического распределения для виртуальных состояний довольно значительна, поэтому в таких случаях нет смысла говорить о времени жизни ядерной системы. Наличие барьера может привести к появлению узкого резонанса и в этом случае определяющей характеристикой является время жизни ядерной системы. Если ядерная система живет достаточно долго для того, чтобы успеть покинуть область, в которой она образовалась, то она формально ничем не отличается от обычных

нуклонно-стабильных ядер, за исключением того, что у него появляется еще один канал распада – нуклонный.

Особый случай представляют собой системы, которые могут распадаться более чем на две частицы. Если в этом случае в одной из подсистем существует резонанс с энергией, меньшей энергии резонанса полной системы, и при этом ширина резонанса подсистемы значительно меньше энергии распада полной системы, то с наибольшей вероятностью распад будет происходить последовательно через резонанс подсистемы. В таком случае мы будем иметь дело с двумя последовательными обычными распадами. Если же резонанс в любой подсистеме отсутствует, то имеет место так называемый демократический распад, при котором все участники распада находятся в равных условиях. Последовательные экспериментальные исследования подобных мод распада начались в 80-х годах в Курчатовском институте. Там же впервые были разработаны теоретические подходы к изучению этих явлений. В результате расчетов методом К-гармоник были получены волновые функции таких ядер, как ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{Be}$, а также определены вклады основных конфигураций валентных нейтронов: динейтрона, сигары и геликоптера. Результаты этих расчетов были подтверждены экспериментальными наблюдениями. В методе К-гармоник решение уравнения Шредингера представляется в виде разложения по так называемому гипермоменту, что аналогично разложению по орбитальному моменту в двухтельной задаче. Принципиальным отличием является то, что в многочастичной задаче появляется аналог центробежного барьера, не исчезающий при $K = 0$, - эффективный многочастичный барьер, который приводит к задержке распада с испусканием двух и более частиц.

Наиболее легкие ядерные системы, лежащие за границей нуклонной стабильности, какими являются сверхтяжелые изотопы водорода, неизменно привлекают к себе внимание на протяжении почти полувека. Вместе с тем на сегодняшний день с полной определенностью можно сказать только то, что в этой области карты изотопов граница нуклонной стабильности проходит между водородом-3 и водородом-4. Более того, не будет слишком большим преувеличением, если сказать, что на тритии заканчивается некоторая условная определенность наших знаний о водороде. Условная – потому, что вопрос о

возбужденном состоянии трития, видимо, остается по-прежнему открытым и с регулярностью поднимается вновь и вновь [Ale99]. Можно предположить, что наиболее вероятная структура цепочки изотопов водорода является совершенно аналогичной структуре соответствующей цепочки изотопов гелия: кор (тритон или α -частица) плюс нейтроны, постепенно заполняющие р-оболочку. Это сходство, с учетом существования гелиевой аномалии, дает нам право предполагать довольно необычные свойства изотопов водорода. А с учетом того, что водород за границей нуклонной стабильности является безусловным рекордсменом по нейтронному избытку ($N/Z = 3 \div 6$), задача поиска и определения параметров этих резонансов приобретает высокую степень актуальности. В настоящее время экспериментальные исследования по изучению нуклонно-нестабильных состояний сверхтяжелых изотопов водорода ведутся во многих научных лабораториях мира: RIKEN (Япония), GANIL (Франция), GSI (Германия), CRC (Бельгия), а также в ЛЯР ОИЯИ, где и была выполнена настоящая работа.

Водород-4. Водород-4 является наиболее простой ядерной системой в семействе нуклонно-нестабильных изотопов водорода благодаря его двухтельной структуре (тритон плюс нейтрон). Вместе с тем большая ширина основного состояния, а также наличие не менее широких возбужденных состояний весьма осложняет задачу определения параметров резонансов в системе t-n. Первые попытки получить в эксперименте сверхтяжелый изотоп водорода ${}^4\text{H}$ были сделаны в контексте исследований изобар-аналоговых состояний ядер с массовым числом $A = 4$ одновременно с попытками экспериментального наблюдения тетранейтрона ${}^4\text{n}$ и измерениями возбужденных состояний α -частицы (см., например, [Ama37], [Gil65], [Coh65]). Довольно быстро было установлено отсутствие ядерно-стабильных состояний водорода-4 ([Peu55], [Gre62], [Pop64], [Rog64]). Вместе с тем в различных реакциях в энергетических спектрах наблюдался широкий пик, отвечающий несвязанному состоянию t-n. Последующие эксперименты были ориентированы на получение характеристик наблюдаемого резонанса. Полученные результаты компилированы в работах [Meu68], [Fia73], [Ajz74] и [Til92]. Пик интереса к резонансному состоянию водорода-4 пришелся на середину 60-х годов, но сообщения о его наблюдении в различных реакциях довольно часто встречаются

и в современных работах. Однако сегодня наблюдение ${}^4\text{H}$ в спектре становится своего рода контрольным измерением, необязательным и потому весьма приблизительным подтверждением хорошо изученного явления, поэтому весьма часто авторы ограничиваются констатацией того факта, что в спектрах наблюдается резонанс ${}^4\text{H}$ и характеристики этого резонанса согласуются с известными данными. Внимательное изучение вопроса о происхождении этих известных данных обнаруживает значительный разброс в значениях резонансной энергии, полученных в различных работах: от 1.7 [Sto66] до 8 MeV [Mey79]. Данные по ширине резонанса не менее разнообразны (от 1 МэВ [Bel86] до 4.7 МэВ [Gor87]), но сходятся в признании того, что состояния ${}^4\text{H}$ являются довольно широкими.

Эксперименты по изучению водорода-4 могут быть разделены на две группы. К первой группе относятся измерения угловых распределений упругого рассеяния в системе тритон – нейтрон при различных энергиях налетающей частицы. Данные, полученные в таких измерениях, позволяют провести анализ фазовых сдвигов, однако такие эксперименты требуют значительных усилий и длительного времени. Вероятно именно по этой причине с 1960 года был сделан единственный эксперимент подобного рода при энергиях налетающих нейтронов 1, 2, 3.5 и 6 МэВ [Sea60]. В результате анализа фазовых сдвигов ${}^3\text{H}(n,n)$ рассеяния с учетом спин-орбитального взаимодействия было сделано заключение о существовании в системе $t - n$ двух широких резонансов с энергией 3.4(2 $^\circ$) и 5.1(1 $^\circ$) MeV над порогом развала системы [Tom66]. В этой работе было показано, что резонирует P-волна и не наблюдается каких-либо указаний на резонансы в S- и D-волне. Вместе с тем, как было показано в работе [Mor69], доступные экспериментальные данные не позволяют сделать выбор между несколькими наборами фаз и поэтому анализ, сделанный автором работы [Tom66], не может считаться однозначным.

Независимо информация о структуре ${}^4\text{H}$ может быть получена аналогичным образом из данных по упругому рассеянию в изоспин-аналоговой системе $p + {}^3\text{He}$. Эти измерения методически более просты в сравнении с экспериментами по изучению упругого рассеяния нейтронов на тритии и полученные в них данные позволяют провести более детальный анализ. В работе [Til92] в результате

процедуры зарядово-симметричного отражения R-матрицы ${}^4\text{Li}$ были получены значения резонансных энергий ${}^4\text{H}$ 3.19 МэВ (2^-) и 3.5 МэВ (1^-) над порогом распада. Найденные значения ширин составляют $\Gamma = 5.42$ и 6.43 МэВ, соответственно, для состояний 2^- и 1^- . Эти состояния отвечают нейтрону в $P_{3/2}$ оболочке. Два других состояния, соответствующие оболочке $P_{1/2}$, имеют более высокую энергию: состояние 0^- с энергией 5.27 МэВ и шириной 8.92 МэВ и состояние 1^- с энергией 6.02 МэВ и шириной 12.99 МэВ. Схема уровней ${}^4\text{H}$ из работы [Til92] показана на рис. В.2.

Вторая группа экспериментов включает в себя исследования различных реакций, в которых образуется ${}^4\text{H}$, а также измерения полных сечений $t - n$ рассеяния [Sea60, Phy80]. Интерпретация данных в этой, значительно более многочисленной группе работ, основана на анализе отклонений формы измеренного спектра от формы континуума, а параметры состояний получаются из подгонки спектров с использованием формулы Брейта-Вигнера. Поскольку состояния ${}^4\text{H}$ являются довольно широкими, параметры резонансов, полученные в этих измерениях, сильно зависят от того, насколько хорошо известны конкурирующие процессы в изучаемом выходном канале. Вполне вероятно, что именно неопределенности, связанные с конкуренцией различных процессов, приводят к столь значительному разбросу значений параметров ${}^4\text{H}$. Кроме этого, можно обратить внимание на то, что во многих работах используется приближенная форма записи формулы Брейта-Вигнера, в которой пренебрегается сдвигом уровня, что также приводит к заметным отклонениям параметров состояния, полученных в результате подгонки экспериментальных спектров. Вклад в спектр энергии ${}^4\text{H}$ конкурирующих процессов, как возможный источник ошибок, сводится к минимуму, если этот спектр получен в эксперименте по измерению полного сечения $t - n$ рассеяния, поскольку в этом случае вплоть до энергии 6.2 МэВ (энергия отделения нейтрона от тритона) резонансное рассеяние сопровождается только потенциальным рассеянием. В работе [Phy80] такие измерения проводились в широчайшем диапазоне энергий налетающих нейтронов от 0.06 до 80 МэВ и в полученном в этой работе спектре максимум сечения приходится на энергию ${}^4\text{H}$ около 2.6 МэВ.

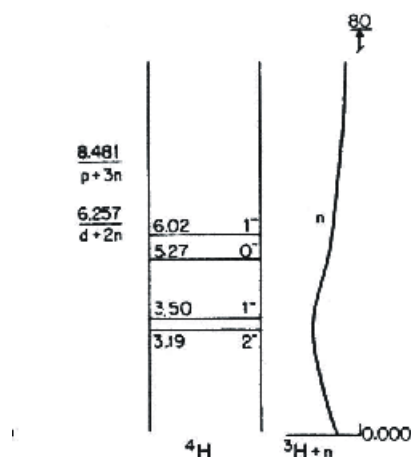


Рис. В.2. Схема уровней ${}^4\text{H}$ [Til92].

Подавляющее большинство экспериментов во второй группе было выполнено с использованием реакции поглощения пиона в ${}^7\text{Li}$ или ${}^9\text{Be}$ [Meu79, Coh65, Zio68, Sen81, Sen82, Gor87, Ame90, Gor91]. Необходимо отметить, что на сегодняшний день не существует динамической теории, которая позволила бы описать механизм поглощения пиона ядром. Можно предположить, что в подобных реакциях структура исходного ядра может оказывать значительное влияние на позицию и ширину пиков, наблюдаемых в экспериментальных спектрах. Эта проблема тесно связана с возможностью кластеризации ${}^4\text{H}$ в ядрах лития, относительно чего в литературе можно найти самые противоположные мнения (см., например, [Вес93] и [Mil95]). Имеет смысл также отметить такую особенность экспериментов с π^- -мезонами, как сильную неустойчивость результатов, получаемых в одной и той же реакции. При том, что схема эксперимента принципиально не меняется на протяжении 40 лет, энергия ${}^4\text{H}$, измеренная в самой популярной реакции ${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$, варьируется от 2.7 МэВ [Sen82] до 3.8 МэВ [Ame90]. Можно предположить, что эта неустойчивость обусловлена, в частности, невысоким, порядка 1 МэВ, разрешением, характерным для экспериментов с π^- -мезонами.

В одной из самых последних работ [Mei03], сделанной в GSI, ${}^4\text{H}$ с энергией $E_R = 2.67$ МэВ и приведенной шириной $\gamma^2 = 2.73$ МэВ был получен в результате фрагментации ${}^6\text{He}$ на углеродной мишени. В этой работе впервые измерение энергии ${}^4\text{H}$ было сделано методом инвариантной массы. Несмотря на пионерский, в методическом плане, характер работы, ее результаты, имеющие отношение к ${}^4\text{H}$, вызывают определенные сомнения. В работе был проведен детальный R-

матричный анализ, однако приведенный в ней экспериментальный спектр не может быть воспроизведен с использованием представленных в той же работе параметров. Вместе с тем экспериментальный спектр энергии ${}^4\text{H}$ демонстрирует чрезвычайно низкую позицию максимума 1.6 МэВ, в то время как полученный в том же измерении максимум сечения в спектре энергии ${}^5\text{H}$ находится при энергии 3 МэВ. Соотношение между энергиями основных состояний ${}^4\text{H}$ и ${}^5\text{H}$ более подробно обсуждаются в следующем разделе, посвященном ${}^5\text{H}$. С учетом отсутствия в работе предположений о вкладе в спектр ${}^4\text{H}$ конкурирующих процессов, в первую очередь процесса, приводящего к образованию ${}^5\text{H}$, интерпретация полученного спектра ${}^4\text{H}$ не представляется достаточно убедительной.

Результаты исследования наиболее простой и потому самой перспективной в отношении ${}^4\text{H}$ реакции передачи одного нейтрона ${}^{2(3)}\text{H}(t,p(d)){}^4\text{H}$ также далеки от согласия: в работах [Sto66], [Jar67] и [Bla91] были получены значения резонансной энергии соответственно 1.7, 2.4 и 3.1 МэВ.

Основные экспериментальные результаты по ${}^4\text{H}$, полученные в различных работах, суммированы в таблице В.1.

На основе анализа опубликованных данных можно сделать вывод, что задача надежного измерения параметров широких состояний, подобных ${}^4\text{H}$, предъявляет высокие требования к системе регистрации. Акцептанс системы должен быть достаточно велик для того, чтобы процессы, конкурирующие с образованием ${}^4\text{H}$, могли быть надежно идентифицированы и их вклад в спектр энергии ${}^4\text{H}$ определен с необходимой точностью. Кроме этого, увеличение акцептанса системы регистрации позволяет расширить угловой диапазон, в котором измеряются продукты реакции, что, в свою очередь, позволяет минимизировать неопределенности в интерпретации результатов измерения, связанные с возможной интерференцией близлежащих состояний. Выбор оптимальной реакции должен определяться минимальным числом возможных взаимодействий в выходном канале и механизмов реакции, а также величиной сечения. Этим условиям, очевидно, удовлетворяет реакция однонуклонной передачи в системе, содержащей всего 5 нуклонов: тритон + дейтрон. Выбор реакции ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ также обусловлен минимальной, по сравнению с любой другой реакцией, в которой может быть

получен ${}^4\text{H}$, величиной Q реакции (энергия отделения нейтрона от дейтрона составляет 2.2 МэВ).

Таблица В.1. Параметры основного состояния ${}^4\text{H}$, полученные в различных экспериментах. E_i – энергия налетающей частицы, E_r и Γ , соответственно, энергия и ширина состояния.

Реакция	E_i МэВ	E_r МэВ	Γ МэВ	Ссылка
${}^3\text{H}(n,n){}^3\text{H}$	0.06-80	2.6 ^a	4.5 ^b	[Phy80]
${}^3\text{H}(t,pt)n$	15	1.7	-	[Sto66]
${}^2\text{H}(t,pt)n$	12-22	2.4	-	[Jar67]
${}^2\text{H}(t,pt)n$	35.5	3.1±0.3	2.3 ^c	[Bla91]
${}^4\text{He}(\pi^-, \gamma){}^4\text{H}$	-	3.4	2.3 ^c	[Bis70]
${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^4\text{H}$	93.3	3.4	-	[Wei77]
${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}{}^3\text{He}){}^4\text{H}$	120	2.6	-	[Fra85]
${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{16}\text{O}){}^4\text{H}$	88	3.5	-	[Bel86]
${}^7\text{Li}(n,\alpha t)n$	14.6	2.7	2.3 ^c	[Mil86]
${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, tn)X$	1440	2.67	2.73 ^c	[Mei03]
${}^6\text{Li}(\pi^-, d){}^4\text{H}, {}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	-	3.3	<3	[Coh65]
${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	-	2.9	3	[Zio68]
${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	-	8	-	[Mey79]
${}^6\text{Li}(\pi^-, td){}^4\text{H}, {}^7\text{Li}(\pi^-, tt){}^4\text{H}$	-	2.7±0.6	2.3±0.6 ^c	[Sen82]
${}^6\text{Li}(\pi^-, d){}^4\text{H}$	-	3.6	3.1	[Ame90]
${}^7\text{Li}(\pi^-, t){}^4\text{H}$	-	3.8	3.4	[Ame90]
${}^9\text{Be}(\pi^-, td){}^4\text{H}$	-	3.0	4.7	[Gor91]

^a Энергия в n - t системе, при которой сечение имеет максимальное значение.

^b Оценка FWHM.

^c γ^2 – приведенная ширина.

Водород-5. Следующий изотоп водорода, ${}^5\text{H}$, отличается от ${}^4\text{H}$ тем, что он принадлежит к классу многотельных резонансных систем. Это отличие может приводить к радикальным изменениям свойств резонансной системы по сравнению с двухтельными резонансами. Существенно изменяются также и методы теоретического описания таких ядерных объектов. Водород-5, также как и ${}^4\text{H}$, являлся предметом исследований на протяжении почти 40 лет. Наиболее ранние

эксперименты имели целью обнаружение ядерностабильного ${}^5\text{H}$, либо с помощью измерения его β – активности, либо путем его прямой регистрации [Ajz74]. Результатом этих экспериментов можно считать доказательство нестабильности системы t-n-p относительно нуклонного распада.

Представление о возможном значении энергии основного состояния ${}^5\text{H}$ можно получить, исходя из известных свойств соседних ядер (${}^5\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$). Структуру известного термоядерного уровня ${}^5\text{He}$ с энергией 16.75 МэВ можно представить как тритон и дейтрон в s- или d-состоянии. В 1s_0 -состоянии два нуклона имеют $J^\pi = 0^+$ и $T = 1$. Это состояние расположено на 2.22 МэВ выше, чем 3s_1 -состояние (связанный дейтрон). Поэтому можно предположить, что у ${}^5\text{He}$ возможно изобар-аналоговое состояние ${}^5\text{H}$ с $T = 3/2$, лежащее примерно на 2.22 МэВ выше состояния с энергией 16.75 МэВ и имеющее структуру тритон + нейтрон и протон в 1s_0 -состоянии. Исходя из этих рассуждений, в свое время было высказано предположение [Bla64], что энергия ${}^5\text{He}$ с $T = 3/2$ равна 18.97 МэВ. Возвращаясь к ${}^5\text{H}$ и принимая во внимание кулоновский сдвиг, а также разницу дефектов масс протона и нейтрона, получаем, что ${}^5\text{H}$ оказывается связанным приблизительно на 0.6 МэВ. В работе [Baz72] в связи с этим было отмечено, что в этом случае более правильно было бы прибавлять к энергии 16.75 МэВ энергию возбужденного состояния 3.5 МэВ в ${}^6\text{Li}$ ($J^\pi = 0^+$ и $T = 1$), поскольку известно, что основное состояние ${}^6\text{Li}$ ($J^\pi = 1^+$, $T = 0$) хорошо описывается в кластерной модели $\alpha + d$. При этом уровень $T = 3/2$ в ${}^5\text{He}$ имеет энергию 20.25 МэВ и ${}^5\text{H}$ оказывается уже недосвязанным приблизительно на 0.7 МэВ.

Результаты расчетов и измерений параметров состояний ${}^5\text{H}$, полученные в различных работах, приведены в таблице В.2. Как видно из таблицы В.2, результаты недавних теоретических работ [Shu00], [Des01] и [Ara03], выполненных в рамках трехтельной модели, довольно заметно отличаются друг от друга. Вычисления с использованием оболочечной модели [Bev81, Por85] дают слишком высокое, в сравнении с результатами других работ, значение энергии ${}^5\text{H}$. Вместе с тем полученный порядок следования уровней и расстояния между ними согласуются с результатами, полученными в рамках кластерной модели [Shu00]. Энергия основного состояния ${}^5\text{H}$ из работы [Gor89] довольно резко расходится с

результатами всех прочих вычислений. Кроме того, согласно этой работе спин основного состояния равен $J^\pi = 5/2^+$.

Таблица В.2. Энергия и ширина основного и возбужденных состояний ${}^5\text{H}$, полученные в различных работах. Все величины энергий и ширин приведены в единицах МэВ.

Метод	$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	Ссылка
${}^3\text{He}({}^3\text{He},n){}^5\text{Be}^a$	$E > 2.1$			[Ade67]
${}^3\text{H}(t,p){}^5\text{H}$	$E = 1.8$			[You68]
${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B}){}^5\text{H}$	$E = 5.2, \Gamma = 4$			[Ale95]
${}^9\text{Be}(\pi^-, \text{pt}(\alpha)){}^5\text{H}$	$E = 7.4, \Gamma = 8$			[Gor91]
${}^9\text{Be}(\pi^-, \text{pt}){}^5\text{H}$	$E = 5.5, \Gamma = 5.4$	$E = 10.6, \Gamma = 6.8$	$E = 18.5, \Gamma = 4.8$	[Gor03]
${}^1\text{H}({}^6\text{He}, 2p){}^5\text{H}$	$E = 1.7, \Gamma = 1.9$			[Kor01]
${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, \text{tnn})\text{X}$	$E = 3, \Gamma \sim 3$			[Mei03]
Shell Model	$E = 5.5$			[Bev81]
Shell Model		$E = 10.5$	$E = 7.4$	[Pop85]
HH, 5-body			$E = 6$	[Gor89]
HH, $3 \rightarrow 3$	$E = 2.7$	$E \sim 3, \sim 6.6$	$E = 4.8, \Gamma \sim 5$	[Shu00]
GCM	$E \sim 3, \Gamma = 1-4$			[Des01]
HH, 5-body	$E \sim 2$			[Tim02]
RGM	$E = 1.6, \Gamma = 2.5$			[Ara03]

^a изоспин-аналоговое состояние

Картина, представленная экспериментальными исследованиями ${}^5\text{H}$, выглядит еще более пестро. Сразу следует отметить, что экспериментов, посвященных ${}^5\text{H}$, за 40 лет насчитывается немногим более десятка, включая те работы, в которых резонанс не наблюдался вовсе. В одной из самых первых работ [You68], в которой ${}^5\text{H}$ изучался в реакции передачи двух нейтронов ${}^3\text{H}(t,p){}^5\text{H}$ при энергии налетающего тритона 22.3 МэВ, было получен инклюзивный спектр ${}^5\text{H}$, в котором максимум сечения находился при энергии 1.8 МэВ. Авторы этой работы отмечают, что спектр, соответствующий четырехтельному фазовому объему, имеет максимум, положение которого всего на 300 кэВ выше положения измеренного максимума сечения. В связи с этим авторы приходят к выводу, что полученный результат не вполне надежен и эта реакция должна изучаться при более высокой энергии. Действительно, диапазон энергии распада ${}^5\text{H}$, доступной для измерения в данном

эксперименте, составлял приблизительно 2.5 МэВ. Тем не менее, на наш взгляд, осторожность авторов можно объяснить качественным характером анализа, поскольку форма полученного экспериментального спектра радикально отличается от формы фазового объема и совершенно очевидно, что в результате подгонки спектра был бы получен пренебрежимо малый вклад некоррелированного континуума. Возможность вклада в полученный спектр других процессов, в частности, квазисвободного рассеяния и взаимодействий в конечном состоянии авторами не изучалась. Вместе с тем эти процессы в определенных условиях могут приводить к имитации резонансной структуры в спектре энергии ${}^5\text{H}$, поэтому данные, полученные в работе [You68], требуют более тщательного анализа.

Реакции, индуцированные π^- -мезонами, уже обсуждались выше в разделе, посвященном ${}^4\text{H}$. Можно ожидать, что с увеличением массы изотопа, проблемы, связанные с надежностью результатов, получаемых в реакциях этого типа, будут только усугубляться. В частности, можно обратить внимание на то, что результаты двух работ, представленных в таблице В.2 и выполненных одним и тем же коллективом авторов, весьма заметно отличаются между собой (5.5 [Gor03] и 7.4 МэВ [Gor91]).

В работе [Kor01] впервые был использован оригинальный метод получения ${}^5\text{H}$ в результате реакции выбивания протона из кора ${}^6\text{He}$ ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^2\text{He}){}^5\text{H}$. Предпосылкой для выбора этой реакции является сходство структуры ${}^6\text{He}$ и ${}^5\text{H}$: кор плюс два нейтрона в р-оболочке. Такое сходство дает основание предполагать, что соответствующее резонансу ${}^5\text{H}$ состояние $J^\pi = 1/2^+$ «заготовлено» в исходном состоянии 0^+ ${}^6\text{He}$, которое отличается от него только дыркой в s-оболочке. В результате этой реакции можно ожидать образования основного состояния ${}^5\text{H}$ при минимальной перестройке исходной системы. В работе [Kor01] была получена энергия резонанса ${}^5\text{H}$ 1.7 ± 0.3 МэВ. Это более низкая энергия по сравнению с резонансной энергией ${}^4\text{H}$, что согласуется с представлением о роли энергии спаривания двух нейтронов в ${}^5\text{H}$. Наблюдаемая ширина состояния составила $\Gamma_{\text{obs}} = 1.9 \pm 0.4$ МэВ.

В работе [Mei03] энергия ${}^5\text{H}$ была измерена методом инвариантной массы при энергии налетающего ${}^6\text{He}$ 240 АМэВ. В этой работе также была использована реакция выбивания протона из ${}^6\text{He}$ ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, \text{tnn})\text{X}$. В результате было получено

широкое распределение по энергии ^5H , имеющее максимум при энергии около 3 МэВ, которое авторы связывают с заселением основного состояния ^5H ($1/2^+$). Интерпретация данных, полученных в этой работе, основана на следующих предположениях: (а) выбивание (knockout) нуклона является доминирующим механизмом реакции при высокой энергии ядер пучка; (б) полученные в том же измерении параметры резонанса ^4H , по мнению авторов, согласуются с результатами измерений упругого $n - t$ рассеяния и (в) измеренные угловые и энергетические корреляции фрагментов хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями. Необходимо отметить определенное противоречие в полученных результатах, которое заключается в том, что измеренная в том же эксперименте позиция резонанса ^4H ($E_{\text{obs}} = 1.6$ МэВ), если следовать тем же упомянутым теоретическим работам, а также качественным соображениям о роли энергии спаривания нейтронов в ^5H , не согласуется с измеренной энергией ^5H . Согласно [Des01], очередность следования уровней в ^4H и ^5H должна быть обратной, т.е. энергия распада ^5H должна быть меньше энергии распада ^4H . Можно предположить, что причина этого несоответствия связана с результатами измерения параметров ^4H , которые обсуждаются в предыдущем разделе.

Таким образом, можно видеть, что круг реакций, наиболее перспективных с точки зрения изучения резонансов в системе ^5H , довольно сильно ограничен. Оставляя в стороне реакции, связанные со сложной перестройкой исходной системы, включая реакции поглощения π^- -мезонов, мы имеем в остатке реакцию передачи двух нейтронов с тритона на тритон при энергии пучка выше 22 МэВ, которая использовалась в работе [You68] и реакцию выбивания протона из ^6He [Kor01] и [Mei03]. Результаты двух последних работ значительно отличаются друг от друга (1.7 МэВ [Kor01] и 3 МэВ [Mei03]). Сравнивая реакции передачи двух нейтронов $^3\text{H}(t,p)^5\text{H}$ с реакцией выбивания протона из ^6He , следует отметить существенную разницу в величинах Q реакции: -20.8 МэВ в первом случае и -8.5 МэВ – во втором (при условии, что энергия в системе ^5H равна нулю). Еще одно отличие заключается в том, что в реакции передачи должны заселяться как основное, так и вероятные возбужденные состояния, в то время как в реакции выбивания протона можно предположить преимущественное заселение основного состояния. Последнее обстоятельство можно рассматривать и как достоинство

реакции передачи двух нейтронов, благодаря которому можно получить дополнительную информацию, и как ее недостаток, поскольку наличие двух и более широких резонансов в спектре значительно усложняет анализ.

Водород-7. Водород-7 является абсолютным рекордсменом по отношению числа нейтронов к числу протонов $N/Z = 6$ и на сегодняшний день наиболее тяжелым изотопом водорода, доступным для экспериментальных исследований. Возможность экзотических мод распада позволяет предположить, что это ядро может характеризоваться совершенно необычными свойствами. До обнаружения ^8He сомнения относительно того, что ^7H является ядерно-нестабильной системой, практически исключались. Такой вывод был сделан на основании нуклонной нестабильности ^5H и систематики последовательного уменьшения энергий связи избыточных пар нейтронов в изотопах кальция. На сегодняшний день хорошо известно, что изотоп ^8He является более связанным по сравнению с ^6He . Сходство структуры тяжелых изотопов гелия и водорода, состоящих из хорошо связанного кодра и нейтронов в р-оболочке, дает основания предполагать наличие сходства и в их свойствах. В связи с этим можно ожидать, что ^7H должен быть, по крайней мере, более связанной системой по сравнению с ^5H . Более того, оценки энергии связи ^7H , приведенные ниже, допускают возможность существования стабильного ядра ^7H .

На рис. В.3 показана одна из возможных экстраполяций [Baz72], основанная на поведении энергии связи нейтрона в р-оболочке для изотопов гелия. По оси абсцисс отложено количество нейтронов i в р-оболочке, по оси ординат – энергия распада на α -частицу и i нейтронов для изотопов гелия и на тритон и i нейтронов для изотопов водорода (E_{in}). Периодические изменения энергии распада обусловлены ролью энергии спаривания двух нейтронов. Линии для изотопов водорода на участке i от 2 до 4 проведены параллельно линиям для изотопов гелия. Линия на участке $i = 1 \div 2$ соединяет экспериментальные точки, полученные в работах [Kor01] и [Sid04]. Экспериментальная точка для ^6H была получена в работе [Bel86]. Заметим, что на участке $i = 1-2$ линии, соединяющие экспериментальные точки для водорода и гелия, действительно, практически параллельны. Как видно

из рисунка, изотопы ${}^5,6\text{H}$ оказываются нестабильными, в то время как ${}^7\text{H}$ получается связанным примерно на 1 МэВ.

Возможна экстраполяция несколько другого рода, основанная на том, что если последние два нейтрона в ${}^7\text{H}$ связаны сильнее, чем в ${}^5\text{H}$, как в случае ${}^8\text{He}$ и ${}^6\text{He}$, то единственной возможностью распада ${}^7\text{H}$ является распад на тритон и 4 нейтрона. Поэтому рассмотрим систематику энергий связи 4-х нейтронов в ядрах с общим числом нейтронов, равным 6, в зависимости от числа протонов [Baz72]. Такая систематика представлена на рис. В.4. Прямая I на рисунке отвечает зависимости энергий связи 4n - остаток от числа протонов Z для различных ядер. Прямая II соответствует зависимости от Z дефектов масс остатков. Продолжение линии I приводит к ${}^7\text{H}$, несвязанному примерно на 14 МэВ. Но в то же время продолжение линии II приводит к неправильному значению дефекта массы

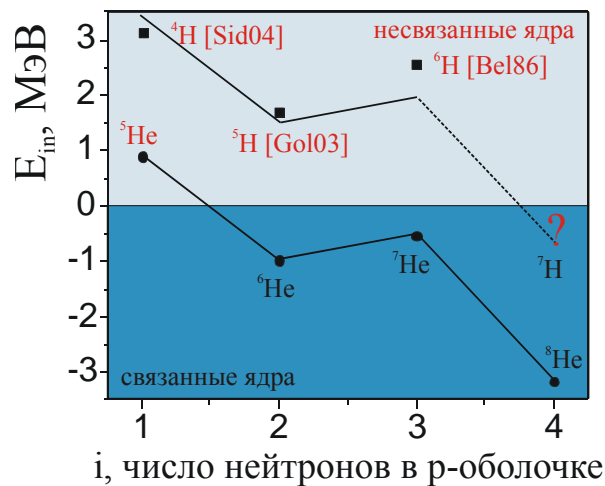


Рис. В.3. Экстраполяция к энергии связи ${}^7\text{H}$, основанная на поведении энергии связи изотопов гелия. По оси абсцисс отложено число нейтронов i в р-оболочке, по оси ординат – энергия распада на кор и i нейтронов.

тритона -3 МэВ. Поправка на истинный дефект массы тритона дает энергию связи ${}^7\text{H}$ 1-3 МэВ. Оценки энергии распада ${}^7\text{H}$ могут быть сделаны также следующим образом: энергию распада ${}^6\text{He}$ на α -частицу и два нейтрона $E_{2n} \approx -0.9$ МэВ можно представить как сумму энергии основного состояния ${}^5\text{He}$ (для двух нейтронов $2 \cdot E_{sp} = 2 \cdot 0.9 = 1.8$ МэВ) и энергии спаривания нейтронов E_p . Отсюда энергия спаривания равна $E_p \approx -2.7$ МэВ. Те же оценки для ${}^8\text{He}$ при энергии распада на α -частицу и 4 нейтрона $E_{4n} \approx -3.1$ МэВ и $4 \cdot E_{sp} = 4 \cdot 0.9 = 3.6$ МэВ дают энергию «счетверения»

нейтронов в ^8He $E_q \approx -6.7$ МэВ. Отсюда отношение $R_{qp} = E_q/E_p = 2.5$. Применяя ту же процедуру для оценки энергии E_{4n} в ^7H , получим выражение

$$E_{4n}(^7\text{H}) = 4 \cdot E_{sp} + E_q = (4 - 2 \cdot R_{qp}) \cdot E_{sp} + R_{qp} \cdot E_{2n}(^5\text{H}),$$

из которого видно, что величина $E_{4n}(^7\text{H})$ зависит от $E_{2n}(^5\text{H})$. Подставляя значения, полученные в работе [Kor01], а также энергию основного состояния ^4H $E_{sp} = 3$ МэВ, получим $E_{4n}(^7\text{H}) = 1.3$ МэВ для $E_{2n}(^5\text{H}) = 1.7$ МэВ. Обратим внимание на то, что в этом случае последовательный распад через основное состояние ^5H невозможен.

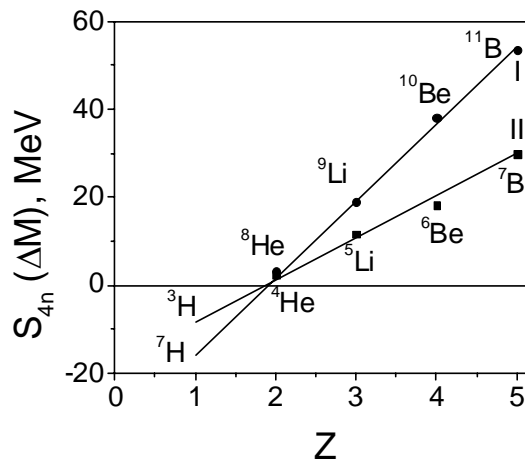


Рис. В.4. Экстраполяция зависимости энергии отделения 4-х нейтронов от атомного номера.

^7H является экзотической ядерной системой, которая может распадаться путем одновременного испускания нескольких частиц. Все теоретические модели ^7H предсказывают 5-тельный распад на тритон и четыре нейтрона. Такой распад может иметь место в том случае, если энергетика системы не разрешает образования одной из возможных промежуточных систем. Этот тип распада представляет собой исключительно квантовомеханическое явление, которое не имеет аналога в классической физике. В своей работе, посвященной двухпротонной радиоактивности [Gol60], В.И. Гольданский указал на некоторые важные особенности такого распада. В частности, необходимость одновременного испускания нескольких частиц приводит к значительному уменьшению ширины состояния. В результате систематика поведения ширины состояния для таких систем значительно отличается от систематики обычных, двухтельных распадов.

История поиска метастабильного состояния ${}^7\text{H}$ на сегодняшний день включает в себя всего две работы. В эксперименте [Set81], в котором изучалась реакция перезарядки пиона ${}^7\text{Li}(\pi^-, \pi^+)$ не было обнаружено признаков существования стабильной системы ${}^7\text{H}$. Авторы работы [Ale82] сделали попытку прямой регистрации ${}^7\text{H}$, испущенного в результате тройного деления ${}^{252}\text{Cf}$. Результатом этой работы является получение верхнего предела (10^{-4}) по выходу ядра ${}^7\text{H}$ по сравнению с выходом ${}^3\text{H}$. Отметим, что в этой области физики количественное описание выходов продуктов с $Z = 1$ является одной из нерешенных проблем.

Прогресс в развитии экспериментальной техники способствовал заметной активизации усилий, направленных на изучение ${}^7\text{H}$. Применение радиоактивных пучков позволило использовать для получения экзотических систем, подобных ${}^7\text{H}$, довольно простые реакции. В эксперименте [Kog03], в котором изучалась реакция ${}^1\text{H}({}^8\text{He}, pp){}^7\text{H}$, были получены некоторые признаки того, что в этой реакции образуется ${}^7\text{H}$ с весьма низкой энергией резонанса. Авторы этой работы получили довольно необычный спектр недостающей массы ${}^7\text{H}$, который характеризуется очень быстрым ростом сечения вблизи порога $t + 4n$. Вместе с тем экспериментальные данные не дают количественной информации о том, насколько низко располагается этот резонанс и какова его ширина.

В настоящее время сразу в нескольких лабораториях, включая ЛЯР ОИЯИ, планируются эксперименты по получению ${}^7\text{H}$ в реакциях с радиоактивными пучками.

Целью настоящей работы является:

- Изучение свойств резонансного состояния ${}^4\text{H}$ в реакциях однонейтронной передачи ${}^2\text{H}(t, p){}^4\text{H}$ и ${}^3\text{H}(t, d){}^4\text{H}$. Выбор оптимальных условий для выделения резонанса и определение его параметров;
- Исследование тяжелого изотопа водорода ${}^5\text{H}$ в реакции передачи двух нейтронов ${}^3\text{H}(t, p){}^5\text{H}$.
- Экспериментальное изучение механизма квазисвободного рассеяния тритона на заряженных частицах, связанных в тритоне и дейтроне. Сравнение характеристик этих процессов.

□ *Определение верхнего предела времени жизни и нижнего предела энергии метастабильного состояния ${}^7\text{H}$ в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ методом прямой регистрации.*

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

В первой главе приведено описание экспериментальных методик, включающее описание масс-сепаратора АКУЛИНА, криогенных газовых мишеней, многопроволочных пропорциональных камер и системы регистрации продуктов реакций.

Вторая глава посвящена результатам эксперимента по изучению ${}^4\text{H}$ в реакциях передачи одного нейтрона ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ и ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$. В этой главе приводится описание схемы экспериментов и результатов, полученных в различных измерениях, включая измерения совпадений заряженных частиц ${}^2\text{H}(t,pt)$ и ${}^3\text{H}(t,dt)$, а также совпадений заряженной частицы с нейтроном ${}^2\text{H}(t,pn)$ и ${}^3\text{H}(t,dn)$. Проведен детальный анализ конкурирующих процессов и найдены оптимальные условия для выделения изучаемого резонанса для каждого измерения. Показано, что регистрация нейтронов из распада ${}^4\text{H}$ обеспечивает наиболее благоприятные условия для его выделения. Определены параметры основного состояния ${}^4\text{H}$, включая полюс S-матрицы.

В третьей главе содержатся результаты эксперимента по изучению ${}^5\text{H}$ в реакции передачи двух нейтронов ${}^3\text{H}(t,p){}^5\text{H}$. Показано, что резонанс в системе ${}^5\text{H}$ может наблюдаться при условии тройных совпадений p-t-n и ограничений по лабораторной энергии нейтронов, позволяющих значительно уменьшить вклад квазисвободного рассеяния. Приведены полученные параметры основного состояния ${}^5\text{H } 1/2^+$, а также сечение его образования. Полученные данные сравниваются с результатами экспериментов, в которых ${}^5\text{H}$ получался в результате реакций ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, {}^2\text{He})$ и ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, tnn)$, а также с результатами теоретических расчетов.

В четвертой главе содержится обоснование эксперимента реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ по поиску долгоживущего изотопа водорода ${}^7\text{H}$ в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ и приведены его результаты: верхние пределы времени жизни и сечения образования метастабильного ${}^7\text{H}$, а также нижний предел энергии его распада, оценка которого

следует из зависимости ширины состояния от энергии, полученной в рамках модели «с источником» [Gri04].

В пятой главе приводятся результаты изучения процесса квазисвободного рассеяния тритона на протоне и дейтроне, связанных, соответственно, в дейтроне и тритоне. Показано, что импульсные распределения нейтрона в случае обеих реакций хорошо описываются модифицированной волновой функцией ядра мишени в импульсном представлении. Модификация волновой функции заключается во введении радиуса обрезания, что согласуется с представлением о периферийном характере реакции. В широком диапазоне лабораторных углов вылета нейтронов установлено, что угловое распределение нейтронов является изотропным. Показано, что при относительно невысокой энергии в системе центра масс входного канала порядка 20 МэВ квазисвободное рассеяние является одним из основных механизмов, приводящих к развалу ядра мишени. Определены сечения квазисвободного рассеяния.

В заключении представлены основные результаты, полученные в работе.

ГЛАВА 1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА.

Все эксперименты, результаты которых представлены в настоящей работе, были выполнены на сепараторе АКУЛИНА [Rod97], созданном в ЛЯР ОИЯИ. Установка предназначена для получения, очистки и транспортировки вторичных радиоактивных пучков и может использоваться для формирования пучков стабильных ядер, выведенных из циклотрона У400М. Сформированные пучки выводятся в реакционную камеру, в которой устанавливается физическая мишень и система регистрации продуктов реакций.

1.1. Сепаратор АКУЛИНА

Сепаратор АКУЛИНА представляет собой двойную ахроматическую 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-D-2Q-2Q-2Q-3Q. Схема сепаратора показана на рис. 1.1.1. Вдоль трассы пучка располагаются четыре ключевые, с точки зрения формирования пучков, фокальные плоскости F1 – 4. В плоскости F1 располагается предметная щель сепаратора.

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 0.3 мср. Магнитные элементы первой секции сепаратора F1- F2 обеспечивают необходимую величину дисперсии в плоскости F2, где располагается щель, определяющая импульсный акцептанс установки. Максимальный импульсный акцептанс составляет 6 %. При работе со вторичными пучками в этой же плоскости размещается клиновидный поглотитель, обеспечивающий дополнительную очистку пучка по ионизационным потерям. Вторая секция сепаратора F2 - F3 компенсирует дисперсию первой секции и создает двойной ахроматический фокус в плоскости 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 защищенную зону, а также для увеличения базы, на которой измеряется время пролета радиоактивных ядер.

1.1.1. Вторичный пучок ^8He .

Поиск долгоживущего сверхтяжелого изотопа водорода ^7H методом прямой регистрации в реакции передачи протона из ^8He на ядро мишени ^2H ($^8\text{He}, ^7\text{H}$) был предпринят в эксперименте с использованием вторичного радиоактивного пучка ^8He . Для получения вторичного пучка первичный пучок ^{11}B с энергией 34 А·МэВ из циклотрона У400М в плоскости F1 фокусировался на производящей бериллиевой мишени толщиной 250 мг/см². Пучок ^8He с энергией 20.5 А·МэВ и интенсивностью $2 \cdot 10^4$ с⁻¹ после разделения и формирования в сепараторе выводился в реакционную камеру в F4, где располагалась жидкая дейтериевая мишень и система регистрации. Настройка магнитных элементов сепаратора обеспечивала дисперсию в плоскости F2, равную 0.56 см/%Вр, величина энергетического разброса пучка определялась размером щели в той же плоскости (25 мм). Энергия налетающих частиц определялась путем измерения их времени

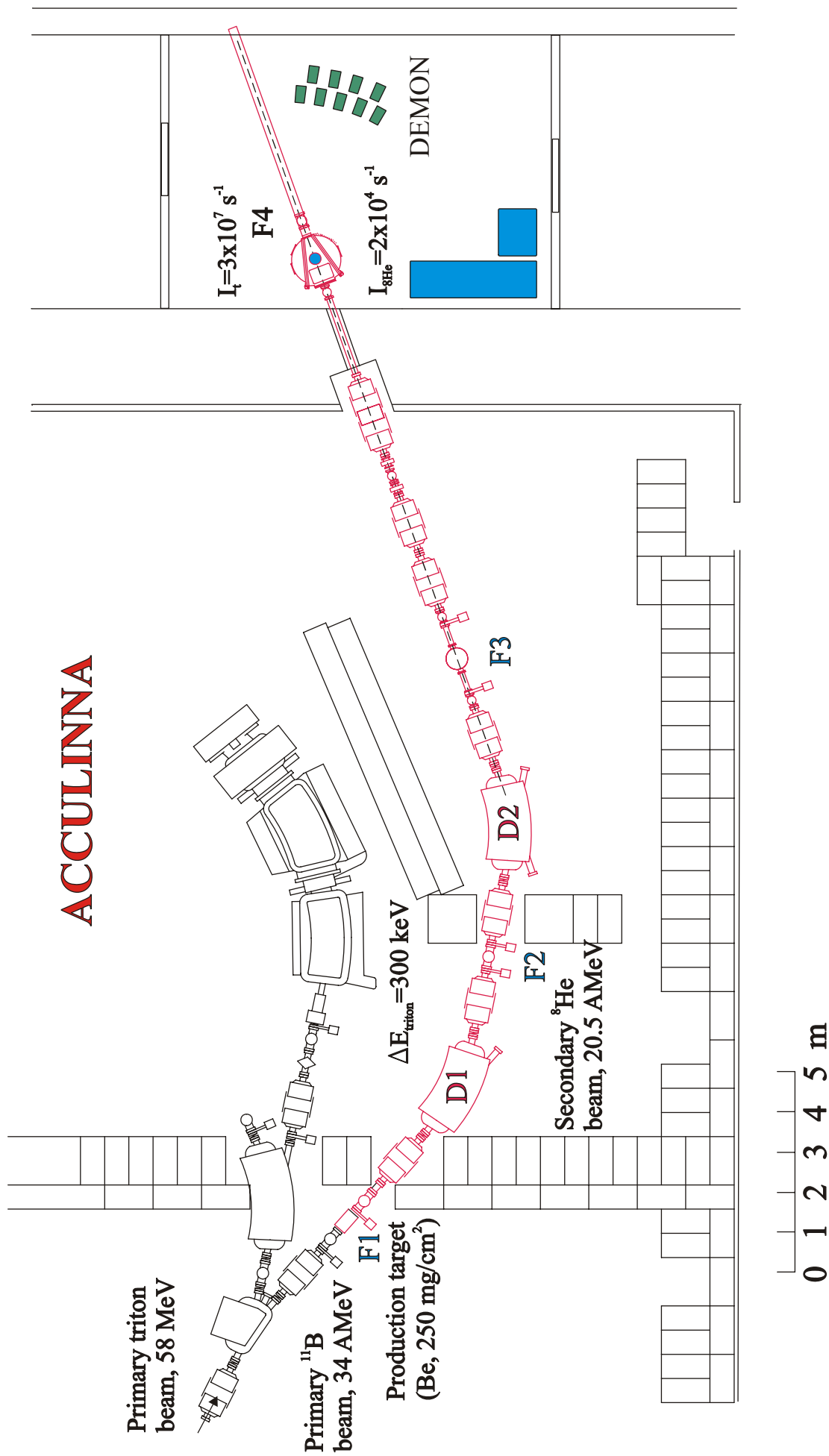


Рис. 1.1.1.1. Схема сепаратора АКУЛИНА

пролета. Точность измерения энергии составляла приблизительно 0.3%. Для контроля интенсивности пучка и его распределения по поверхности физической мишени использовались две многопроволочные пропорциональные камеры, установленные непосредственно перед мишенью.

1.1.2. Первичный пучок ^3H .

Условия эксперимента по изучению водорода-5 накладывало определенные требования к пучку тритонов: (а) высокая светимость пучка на мишени; (б) минимизация энергетического разброса пучка. Первое условие подразумевает относительно высокую интенсивность пучка по сравнению со значениями, типичными для вторичных пучков ($10^4 - 10^6 \text{ с}^{-1}$), выполнение второго также зависит от способа получения пучка. Параметрами пучка, от которых зависит разрешение по энергии ^5H , являются, во-первых, точность определения энергии налетающих ядер и, во-вторых, точность определения координат точки взаимодействия в мишени. В случае вторичного тритонного пучка его относительно низкая интенсивность позволяет использовать соответствующие методики для определения траектории и энергии налетающих ядер. Однако точность определения энергии и траектории на установке АКУЛИНА ограничена, в частности, доступной базой измерения времени пролета и угла входа в мишень. Для интенсивного первичного пучка тритонов минимизация его энергетического разброса, а также поперечного размера и расходимости в районе физической мишени сводится к установке различного рода щелей вдоль трассы и, таким образом, необходимое разрешение достигается за счет потери интенсивности, которая оказывается не просто допустимой, но даже необходимой в условиях работы с первичным пучком. Эта необходимость связана с ограничением по скорости срабатывания электроники и увеличением мертвого времени с ростом загрузки детекторов, расположенных под небольшими углами по отношению к оси пучка.

По этим причинам для экспериментов, посвященных изучению резонансных состояний $^{4,5}\text{H}$, был использован первичный пучок тритонов, ускоренный в циклотроне У400М до энергии 58 МэВ. Ионизация и инжекция тритонов в циклотрон осуществлялась при помощи уникального плазменного источника с

высокой эффективностью, созданного в ЛЯР совместно с ВНИИЭФ (г. Саров). Энергетический разброс пучка тритонов, выведенного из циклотрона, составлял приблизительно 3%. Для того чтобы удовлетворить требованиям эксперимента и уменьшить разброс энергии, пучок пропусклся через щель, установленную в плоскости дисперсии магнита D1.

Выведенный из циклотрона пучок фокусировался на предметную щель сепаратора, которая располагалась в плоскости F1 и имела размеры $2 \times 3 \text{ мм}^2$. Коллиматор диаметром 18 мм, установленный на расстоянии 1.5 м от предметной щели, перед входом в первый дуплет квадрупольных линз Q1,2, ограничивал угловой разброс пучка. В плоскости F2 была установлена вертикальная щель размером 5 мм. Настройка магнитных элементов первой секции обеспечивала дисперсию в этой плоскости $1.55 \text{ см}/\% \text{Вр}$. Таким образом, разброс по энергии пучка, прошедшего через щель в плоскости F2, составлял около 300 кэВ. В ахроматическом фокусе сепаратора также был установлен коллиматор диаметром 5 мм. Для уменьшения загрузки системы регистрации рассеянными ионами пучка, непосредственно перед мишенью был установлен свинцовый коллиматор диаметром 5 мм. Средняя долговременная величина интенсивности пучка на мишени, после прохождения всех щелей, составила $3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Энергетический разброс пучка определялся по ширине пика упругого рассеяния тритонов на выходном окне мишени. Спектр энергии возбуждения для упругого рассеяния тритонов на тритонах показан на рис. 1.1.2.1. Кроме пика упругого рассеяния на тритии, в спектре присутствуют пики упругого рассеяния на выходном окне и примесном дейтерии.

Для настройки пучка использовались ионизационные камеры, работающие в режиме измерения тока и размещенные в плоскостях F1,2,3 (ИК1,2,3). Коэффициент усиления тока определялся энергетическими потерями пучка в рабочем газовом слое. В качестве рабочего газа использовался аргон. При величине межэлектродного зазора 23 мм коэффициент усиления составлял приблизительно $2.5 \cdot 10^3$. Во время эксперимента ИК2,3 выводились с оси пучка, чтобы избежать потерь, связанных с увеличением эмиттанса пучка из-за многократного рассеяния на материале ИК. Ток на входе сепаратора контролировался с помощью ИК1. Для измерения интеграла тока в плоскости F4 после мишени была установлена тонкая

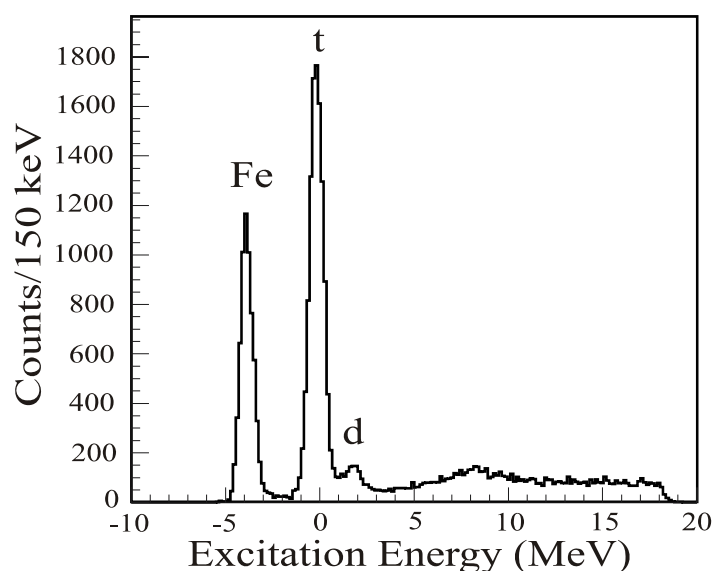


Рис. 1.1.2.1. Спектр энергии возбуждения для упругого рассеяния $t + t$.

золотая фольга. Тритоны, рассеянные на золоте, регистрировались под углом $\sim 8^\circ$ (величина угла близка к так называемому «grazing» углу, при рассеянии на который сечение ядерного рассеяния равно $\frac{1}{4}$ от сечения резерфордского рассеяния). Дополнительно при помощи протонного телескопа (см. раздел 2.1) измерялось угловое распределение тритонов, упруго рассеянных на фольге выходного окна мишени. Полученное распределение сравнивалось с расчетом по оптической модели. Надежность расчета проверялась по экспериментальным данным работ, в которых измерялось упругое рассеяние в системах с отношением масс налетающей частицы A_p и ядра мишени A_t , близким к $A_p/A_t = 3/56$. В частности, использовалась работа [Mar72], в которой представлены результаты измерений упругого рассеяния ^3He с энергией 53.4 МэВ на железе. Отношение пиков рассеяния на золоте и железе дает относительную точность измерений около 10%.

1.2. Криогенная физическая мишень.

Во всех описываемых экспериментах в качестве мишеней использовались сжиженные газы: тритий или дейтерий. Описание конструктивных особенностей мишени в целом, которая представляет собой уникальную, не имеющую аналогов в мире установку, содержится в работе [Yuh03]. Сменяемой частью мишени являлась газовая ячейка, которая для уменьшения теплообмена помещалась в тепловой экран, находящийся при азотной температуре. В качестве входного и выходного окон теплового экрана использовался алюминизированный майлар толщиной 3 μm .

Схема газовой ячейки, которая использовалась в экспериментах $^{2,3}\text{H}(t,p)^{4,5}\text{H}$, показана на рис. 1.2.1. Рабочий газ заполнял пространство между фольгами W1 и W2, расстояние между которыми составляло 0.5 мм. Фольги изготавливались из нержавеющей стали толщиной 12.5 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.

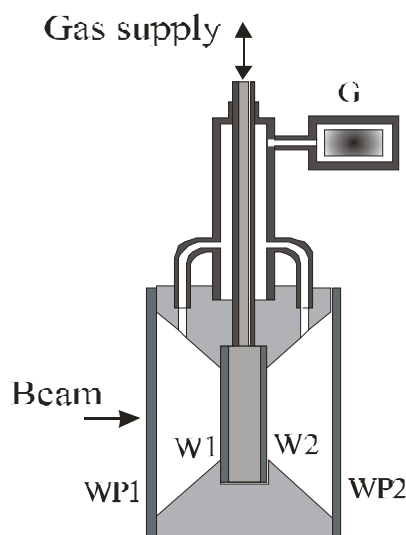


Рис. 1.2.1. Ячейка мишени.

Этот же геттер предназначался для откачки трития в случае повреждения фольг W1,2.

Охлаждение мишенной ячейки до температуры ожижения газа (19 – 21 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 ± 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 соответствовало уменьшению давления в буферном объеме. Стабилизация давления на определенное время, в течение которого продолжалось охлаждение, означала достижение температуры фазового перехода.

Степень наполнения мишени тритием или дейтерием в жидком состоянии и, соответственно, толщина мишени зависят от чистоты используемого газа и требуют весьма тонкой регулировки температуры. В нашем случае тритий содержал около 1% водорода и около 7% дейтерия. Учитывая то, что дейтерий

присутствует в тритии в молекулярном состоянии и наиболее вероятным является образование молекулы DT, содержание примеси в газе было довольно значительным, около 14%. Температуры фазового перехода для этой молекулы и трития несколько отличаются, поэтому недостаточно точно установленная температура приводила к вскипанию примесной жидкости и, как следствие, к неконтролируемому изменению толщины мишени. Толщина тритиевой мишени измерялась путем сравнения пиков упругого рассеяния тритонов на тритии и на фольгах выходных окон мишени. Как показали измерения, это отношение могло скачкообразно уменьшаться в пределах фактора 2 по сравнению с максимальным значением. Изменения отношения пиков упругого рассеяния совпадали по времени с перерывами в измерениях, связанными с процедурой отепления и последующего охлаждения мишени и, скорее всего, были вызваны минимальными, в пределах долей градуса, неточностями установки температурного режима. При подсчете сечений реакций значение толщины мишени корректировалось с учетом этого отношения. Между перерывами отношение пиков отставалось постоянным с точностью ~10%.

В таблице 1.2.1 приведены основные параметры мишеней, которые использовались в описываемых экспериментах. Одним из основных условий эксперимента по изучению ^5H было требование высокого разрешения по энергии ^5H . Как было отмечено в разделе 1.1.2, величина разрешения зависит от точности, с которой известна энергия налетающих ядер. Неопределенность энергии связана, в частности, с ионизационными потерями в мишени. В связи с этим в эксперименте по изучению ^5H геометрическая толщина мишени была выбрана равной 0.5 мм, что соответствовало потере энергии тритоном с энергией 58 МэВ около 150 кэВ на половине толщины мишени.

Таблица 1.2.1. Основные параметры мишеней.

Реакция	Мишень	Диаметр мишени, мм	Толщина мишени, мм	Толщина мишени, ат/см ⁻²
$^3\text{H}(t,d)^4\text{H}$	^3H	10	0.5	$2 \cdot 10^{21}$
$^2\text{H}(t,p)^4\text{H}$	^2H	10	0.5	$2 \cdot 10^{21}$
$^3\text{H}(t,p)^5\text{H}$	^3H	10	0.5	$2 \cdot 10^{21}$
$^2\text{H}(^8\text{He}, ^7\text{H})^3\text{He}$	^2H	25	56	$2.2 \cdot 10^{23}$

Специфические условия эксперимента по поиску метастабильного состояния ${}^7\text{H}$ (последняя строка в таблице 1.2.1) требовали полной остановки ядер ${}^8\text{He}$ в мишени. Еще одно критическое требование заключалось в максимальной дискриминации выхода из мишени ядер пучка с $Z \geq 2$. Исходя из результатов симуляции эксперимента и анализа вероятных конкурирующих процессов геометрическая толщина мишени, равная 56 мм, была признана оптимальной.

1.3. Система регистрации.

Регистрация заряженных частиц. Для регистрации заряженных частиц использовались телескопы, представлявшие собой сборки из кремниевых детекторов различной толщины, изготовленных фирмой ЭЛМА в Зеленограде. Толщина используемых детекторов варьировалась от 70 $\mu\text{м}$ до 7.7 мм, что позволяло провести ΔE - E идентификацию продуктов реакций в широком энергетическом диапазоне. Типичные размеры детекторов составляли $60 \times 60 \text{ мм}^2$ и обеспечивали угловой захват продуктов реакций порядка нескольких десятков градусов. Малые энергетические пороги регистрации и значительный угловой захват позволяли провести измерения в широких кинематических пределах. Для измерения угловых характеристик продуктов реакций использовались позиционно-чувствительные детекторы с шириной стрипа от 1.9 до 3.1 мм. Типичный набор детекторов в телескопе представлял собой следующую последовательность: ΔE_Y - ΔE_X - E . Два первых детектора в сборке, считая по направлению движения регистрируемой частицы, являлись позиционно-чувствительными, с горизонтальной и вертикальной ориентацией стрипов соответственно. Съём сигнала производился как с каждого стрипа в отдельности, так и с обратной стороны детектора, общей для всех стрипов (common-сигнал). Разрешение детектора при съёме сигнала со стрипов составляло около 50 кэВ (FWHM), при съёме сигнала с обратной стороны детектора разрешение было приблизительно в 2 раза хуже за счет большей емкости детектора.

Условие регистрации частицы во втором, по ходу движения частицы, детекторе определяет величину энергетического порога регистрации телескопа, по этой причине сигнал со второго детектора используется для организации логического сигнала, определяющего условие записи параметров события на диск

(триггера). Поскольку при горизонтальном расположении телескопов горизонтальная позиция рассеянной частицы является определяющей при измерении радиального угла рассеяния, второй детектор всегда был позиционно-чувствительным с вертикальной ориентацией стрипов (ΔE_x). Принципиальная схема организации триггера, с теми или иными изменениями использованная во всех экспериментах, показана на рис. 1.3.1.

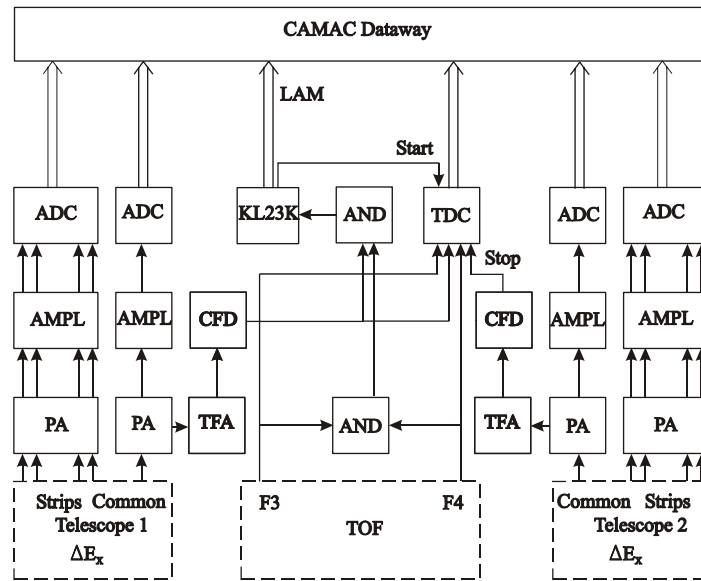


Рис. 1.3.1. Принципиальная схема организации триггера.

В схеме, изображенной на рис. 1.3.1, в качестве триггера используется сигнал, который вырабатывается блоком совпадений при условии совпадения сигналов с детектора ΔE_x первого телескопа и со сцинтилляторов, расположенных в плоскостях F3 и F4 и предназначенных для измерения времени пролета частиц пучка. Триггерный сигнал подается на блок КЛ23К, который выставляет на магистрали КАМАК сигнал LAM. По этому сигналу измерительная программа (автор – М.Л. Челноков), в последовательности, определяемой протоколом, начинает считывание и запись данных. Последовательность записанных данных образует событие, соответствующее данному триггеру. В одном эксперименте может использоваться несколько разновидностей триггеров. Для того, чтобы различать их, в блоке КЛ23К предусмотрен специальный регистр, на который подается логический сигнал (признак), соответствующий тому или иному триггеру. Сигналы кремниевых детекторов разветвляются на два электронных тракта: амплитудный (усилитель + ADC) и временной (быстрый усилитель + CFD + TDC).

Временной тракт используется для формирования сигнала признака и в определенных случаях может использоваться для измерения времени пролета продуктов реакций. Временное разрешение сигнала с кремниевых детекторов составляет приблизительно 1 нс.

Измерение времени пролета. Энергия частиц вторичного пучка ^8He определялась путем измерения времени пролета. Время пролета измерялось при помощи двух пар тонких пластиковых сцинтилляторов, расположенных в плоскостях F3 и F4 на расстоянии 785 мм друг от друга. Толщина каждого сцинтиллятора составляла 100 $\mu\text{м}$. Пара сцинтилляторов, расположенных в одной плоскости, располагались параллельно друг другу, так чтобы частицы пучка проходили через оба детектора. Сигналы с каждого детектора так же, как и в случае кремниевых детекторов, разветвлялись на амплитудный и временной тракты. ФЭУ детекторов, расположенных в одной плоскости, были развернуты на 180° по отношению друг к другу, так что по соотношению амплитуд при необходимости можно было определить позицию налетающей частицы в соответствующей плоскости. Временные тракты использовались для измерения времени пролета. Временное разрешение пластиковых сцинтилляторов составляло около 400 пс.

Регистрация нейтронов. Для регистрации нейтронов в экспериментах по изучению $^{4,5}\text{H}$ использовался нейтронный спектрометр DEMON [Til95]. Спектрометр был собран в виде сегмента сферы с центром, совпадающим с центром мишенной ячейки, и состоял из 41-го модуля. Геометрические размеры сборки в целом составляли $1.7 \times 1.7 \text{ м}^2$. Каждый модуль представлял собой цилиндр диаметром 16 см и высотой 30 см, заполненный жидким сцинтиллятором типа NE213. Входное окно модуля было закрыто свинцовым листом для защиты от мягких γ -квантов.

Система сбора данных спектрометра обеспечивала измерение времени пролета нейтронов и амплитуды спектрометрического сигнала. Полученные значения времени пролета использовались для определения энергии нейтронов, а измерение формы спектрометрического сигнала позволяло провести $n - \gamma$ разделение. Амплитудная калибровка модулей осуществлялась при помощи γ – источников ^{137}Cs и ^{60}Co , для привязки временной шкалы использовались сигналы от γ – квантов, образующихся при взаимодействии ядер пучка с тяжелыми ядрами



Рис. 1.3.2. Нейтронный спектрометр DEMON (левая верхняя часть фотографии) в измерительной кабине установки АКУЛИНА. На переднем плане – реакционная камера.

вещества мишенной ячейки. Временное разрешение всех модулей составляло 0.7 нс.

Для $n - \gamma$ разделения использовалась стандартная методика, в которой используется отличие механизма взаимодействия с веществом нейтронов и γ – квантов. Методика разделения использует наличие медленного компонента в спектрометрическом сигнале, характерного для регистрации нейтронов. Сигнал с каждого модуля разветвлялся и проходил через два спектрометрических тракта с разными константами интегрирования. В результате каждому событию, зарегистрированному модулем, соответствовало два сигнала: сигнал с амплитудой, пропорциональной полному интегралу первоначального сигнала (Total) и сигнал с амплитудой, пропорциональной интегралу медленной составляющей (Slow). Зависимость Slow-Total является разной для нейтронов и γ – квантов. На рис. 1.3.3 показана зависимость величины Total от функции $f(\text{Total}, \text{Slow})$. Функция $f(\text{Total}, \text{Slow})$ не имеет физического смысла и служит для преобразования исходных параметров Total и Slow к представлению, удобному для анализа. На рисунке 1.3.3 показаны события, отвечающие регистрации нейтронов и γ – квантов во всех

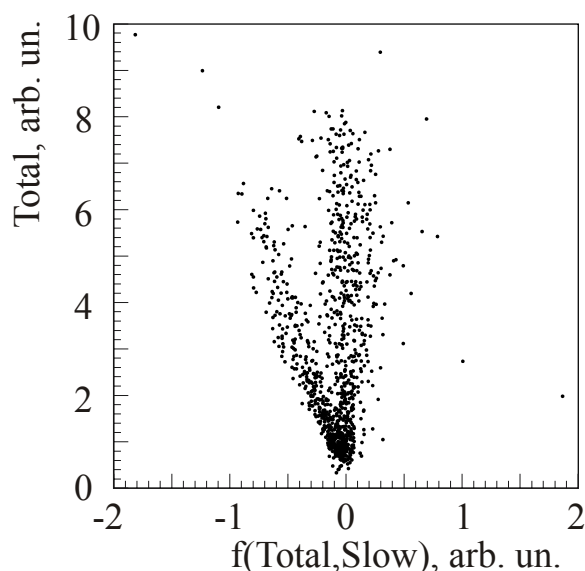


Рис. 1.3.3. События, зарегистрированные спектрометром DEMON и представленные в координатах, позволяющих провести n - γ разделение.

модулях. Видно, что события группируются в двух ветвях. Вертикальная ветвь отвечает нейтронам, наклонная - γ – квантам.

Многопроволочные пропорциональные камеры. Для измерения траектории бомбардирующих ядер в экспериментах со вторичными пучками были сконструированы многопроволочные пропорциональные камеры (МППК). МППК представляют собой набор электродов, укрепленных на капролоновом кронштейне 5 (см. рис. 1.3.4) и размещенных внутри корпуса 2, который заполняется газовой смесью $Ar(90\%) + CH_4(10\%)$ при атмосферном давлении. Корпус МППК смонтирован на кронштейне пневмопривода 1, позволяющем устанавливать камеру в двух позициях. В первой (рабочей) позиции ось камеры совпадает с осью пучка, во второй – корпус МППК полностью освобождает область, занимаемую пучком.

Плоскости электродов перпендикулярны оси пучка. Отрицательное напряжение подается на катоды. Аноды A_x и A_y представляют собой металлизированные стеклотекстолитовые рамки, на каждую из которых припаяны по 32 позолоченные вольфрамовые проволочки диаметром 20 μm . Все проволочки электрически изолированы друг от друга. Расстояние между соседними проволочками составляет 1.25 мм. Для выравнивания электрического поля на краях рабочей зоны предусмотрены 4 охранных проволочки (по две с каждого края) на каждую анодную плоскость. Диаметр охранных проволочек 50 μm . В каждой камере размещалось по два анода с взаимно перпендикулярной ориентацией

проволочек. В качестве катодов использовалась алюминиевая фольга толщиной 6 $\mu\text{м}$, наклеенная на стеклотекстолитовые рамки. Порядок следования электродов показан на рис. 1.3.4. Расстояние катод – анод составляет 6 мм.

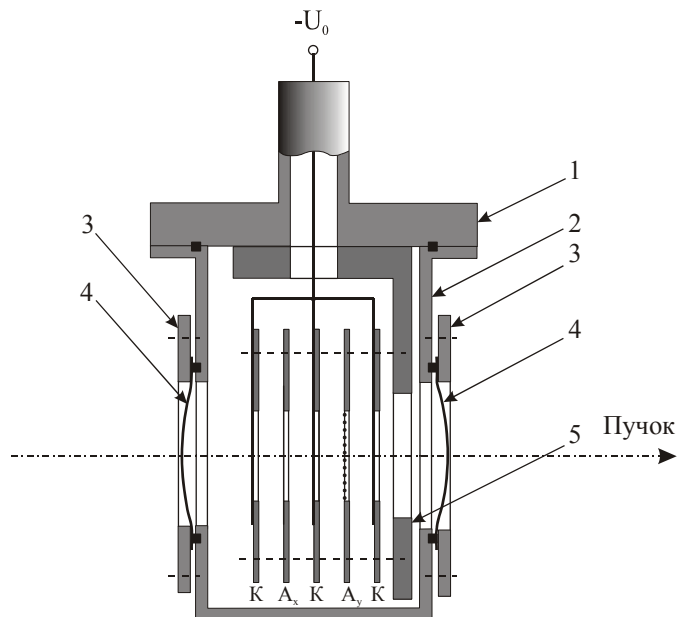


Рис. 1.3.4. Схема многопроволочной пропорциональной камеры.
1 – кронштейн пневмопривода; 2 – корпус камеры; 3 – фланец, уплотняющий пленки входного и выходного окон; 4 – пленки входного и выходного окон; 5 – кронштейн для крепления сборки электродов, К – катоды, A_x и A_y – аноды с вертикальной и горизонтальной ориентацией провололок соответственно.

Система газового обеспечения МППК обеспечивает постоянный поток газовой смеси через внутренний объем корпуса камеры со скоростью 10 – 50 мл/мин. Система газового обеспечения также позволяет произвести откачку внутреннего объема МППК перед заполнением этого объема газовой смесью. Для прохождения ядер пучка через МППК в корпусе 2 предусмотрены входное и выходное окна, закрытые при помощи пленок из майлара 4 толщиной 50 $\mu\text{м}$. Вакуумное уплотнение пленок осуществляется при помощи фланцев 3.

Съём сигналов с провололок обеспечивается при помощи 64-х электронных трактов (по 32 тракта на X и Y – координаты). Все тракты объединены в блоках, выполненных в стандарте КАМАК: блок зарядочувствительных предусилителей (РА), блок дискриминаторов (D) и блок регистра (R). Принципиальная схема электроники, обеспечивающей работу МППК, показана на рис. 1.3.5.

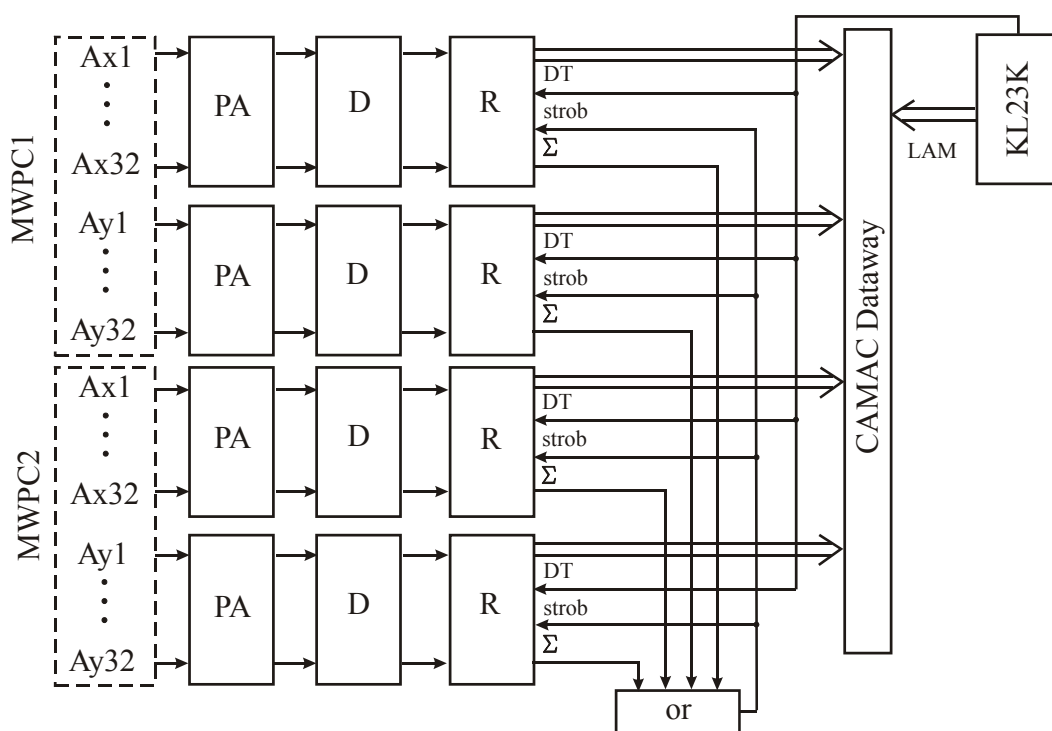


Рис. 1.3.5. Принципиальная схема электроники, обеспечивающей работу МППК.

Сигналы, образующиеся в результате газового усиления на анодных проволочках, поступают на четыре 32-канальных зарядовчувствительных предусилителя РА. В случае превышения амплитуды сигнала на выходе РА порога дискриминатора D вырабатывается логический сигнал, поступающий на вход блока регистра R. Блоки регистра удерживают сигналы D в течение 3 μ s в ожидании прихода сигнала «мертвое время» DT из блока стартов KL23K. Если через 3 μ s сигнал DT не приходит, сигнал D сбрасывается. Появление сигнала DT означает срабатывание схемы триггера и начало считывания информации с шины КАМАК. На время считывания, определяемое длительностью сигнала DT (около 1 мс), вход блока регистра запирается. При появлении сигнала на одном из трактов в блоке регистра вырабатывается сигнал «сумма» Σ , который по схеме «или» с задержкой несколько десятков наносекунд подается в позицию «строб» всех четырех блоков регистра и запирает их входы для предотвращения случайных совпадений с частицами из соседних по времени микроимпульсов пучка.

Длительность фронта сигнала с МППК определяется временем сбора заряда и составляет около 150 нс. Амплитуда сигнала на выходе РА для пучка ядер ^6He с энергией 28 АМэВ и напряжении на катодах -3600 В составляет около 70 мВ. Коэффициент газового усиления оценивался по величине тока в цепи обратной

связи ПА и при этом же напряжении приблизительно был равен $2 \cdot 10^3$. Зависимости эффективности регистрации от напряжения на катодах МППК для ядер ${}^6\text{He}$ с энергией 28 АМэВ и ${}^8\text{Li}$ с энергией 35 АМэВ показаны на рисунке 1.3.6.

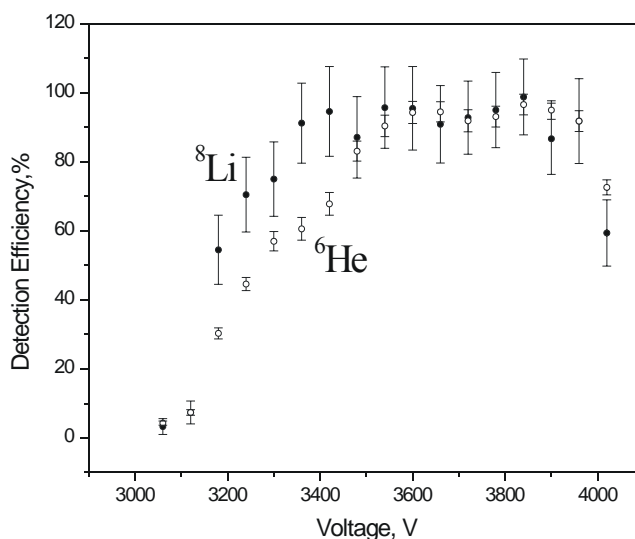


Рис. 1.3.6. Зависимость эффективности регистрации МППК от напряжения на катодах для ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{Li}$.

Из рисунка видно, что для вторичного пучка ${}^6\text{He}$ постоянный уровень эффективности находится в диапазоне напряжений от 3500 В до 3900 В. Нижний предел напряжения определяется величиной отношения сигнал/шум и соответствующим значением порога дискриминации, падение эффективности при напряжении на катодах более 3900 объясняется экранировкой электрического поля объемным зарядом. Эффективность регистрации МППК при работе с напряжением, соответствующим области плато, составляет около 90%. Для вторичного пучка ${}^8\text{Li}$ область плато является несколько более широкой благодаря более высоким ионизационным потерям.

Поскольку анодные плоскости МППК были ориентированы перпендикулярно оси пучка, а также из-за весьма малой расходимости пучка множественность срабатывания МППК (количество сработавших соседних проволочек на одно зарегистрированное событие) в 98% случаев была равна 1. Около 2% зарегистрированных событий имели множественность, равную 2. В результате позиционное разрешение МППК определялось расстоянием между соседними проволочками и составляло 1.25 мм. При расстоянии между двумя

МППК 550 мм точность определения угла входа частицы в мишень составляла приблизительно ± 2.3 мрад.

На рис. 1.3.7 показаны результаты трекинга вторичного пучка ${}^6\text{He}$, полученный в эксперименте по изучению квазисвободного рассеяния α -частицы, связанной в ${}^6\text{He}$, на мишенных ядрах ${}^4\text{He}$. Для построения траекторий налетающих и рассеянных частиц отобраны события, отвечающие совпадениям двух α -частиц в телескопах T1 и T2, установленных под углами 35° по отношению к оси пучка. Область, занимаемая пучком и рассеянными частицами на рис. 1.3.7, получена в результате усреднения по реальным траекториям. Перед мишенью устанавливался сцинтиллятор с отверстием, диаметр которого был несколько меньше диаметра мишени, а центр совпадал с осью пучка. Сигнал со сцинтиллятора позволял провести дополнительный отбор событий по позиции частиц в плоскости мишени, отбрасывая события, соответствующие периферии сечения пучка. На вставке показана зависимость позиции налетающей частицы на плоскости мишени по оси X от угла входа частицы в мишень.

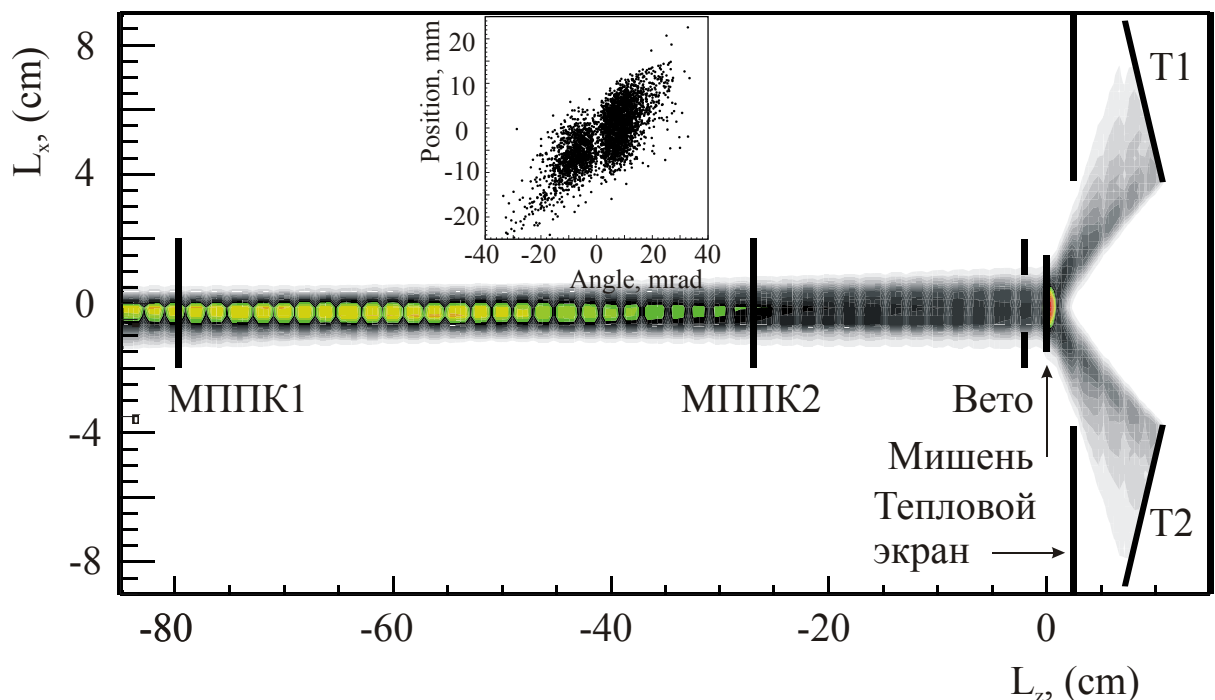


Рис. 1.3.7. Трекинг налетающих ядер ${}^6\text{He}$ и двух совпадающих α -частиц, полученный в одном из экспериментов. Положительное направление L_z соответствует направлению пучка, $L_z = 0$ отвечает позиции мишени. Телескопы, предназначенные для регистрации продуктов реакции T1 и T2, в этом эксперименте были установлены под углами 35° по отношению к оси пучка. На вставке показана зависимость одной из координат зарегистрированной частицы в плоскости мишени от угла ее входа в мишень.

ГЛАВА 2.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ ^4H В РЕАКЦИЯХ $^{2,3}\text{H}(t,(p,d))^4\text{H}$.

Одной из наиболее принципиальных задач, требующих решения при определении физических характеристик широких состояний, является выделение процессов, отвечающих заселению этих состояний, из суммы конкурирующих процессов. Очевидно, что категория сложности этой задачи определяется шириной состояния и весом, с которым оно представлено в экспериментальном спектре. С увеличением ширины состояния точность определения параметров должна ухудшаться и компенсировать потерю точности можно только выбором таких условий анализа, которые позволили бы минимизировать вклад конкурирующих процессов в спектр энергии изучаемого состояния. Задача может показаться более простой, если процессы, дающие вклад в полученный спектр, имеют существенно отличающиеся зависимости сечения от энергии, как, например, отличается резонанс с максимумом распределения в области малых энергий, от фазового объема, зависящего от энергии как E^n . Но и в этом случае, благодаря тому, что ширина состояния в некоторых случаях довольно сильно зависит от энергии, подгонка спектра может оказаться неоднозначной. Точность определения параметров состояния зависит от соотношения вкладов резонанса и фазового объема и ухудшается по мере роста реальной ширины состояния.

Имеет смысл отметить, что введение фазового объема в описание спектров, в принципе, является только более или менее хорошим приближением, за которым не стоит никакого физического процесса, поэтому оно применимо далеко не всегда. Это приближение хорошо работает лишь в некоторых случаях, например, при большом количестве процессов, приводящих к данному выходному каналу, или при условии, что в аксептанс системы регистрации попадают только края угловых и энергетических распределений конкурирующих процессов. В этих случаях можно ожидать, что заполнение области фазового пространства, отвечающей аксептансу системы регистрации, окажется близким к равномерному. Типичный пример такой ситуации может быть представлен инклюзивным спектром, для которого неопределенными являются не только взаимодействия в конечном состоянии и механизмы реакции, но и полное число частиц в выходном канале.

Наиболее распространенным способом отбора событий, применяемым для минимизации вклада конкурирующих процессов, является регистрация максимально возможного числа продуктов реакции. При этом, в типичном случае ограниченного аксептанса, оптимизация геометрии эксперимента с учетом конкретной кинематики приводит к существенному подавлению вкладов конкурирующих процессов. Предельным случаем является кинематически полный эксперимент, когда регистрируется $N-1$ частица, где N – полное число частиц в выходном канале реакции. В этом случае все возможные корреляции в выходном канале могут быть установлены при условии, если распределения соответствующих $3N-3$ измеряемых переменных в достаточной мере согласованы с аксептансом системы регистрации. Полное согласование возможно только в том случае, когда система регистрации обеспечивает измерения в 4π -геометрии. Уменьшение вклада конкурирующих процессов также имеет место при увеличении энергии во входном канале, поскольку в этом случае различные процессы, как правило, лучше разделены в фазовом пространстве. Вместе с тем повышение энергии приводит к падению сечений. Кроме этого, при регистрации частиц, которые являются продуктами распада одной из подсистем в выходном канале, появляется зависимость эффективности регистрации от углового распределения продуктов реакции, приводящей к заселению изучаемого состояния, а также от энергетических и угловых распределений распада этого состояния. Эти характеристики в общем случае заранее не известны, поэтому часто возникает необходимость разбиения доступного диапазона измеряемых параметров на узкие диапазоны, внутри которых распределения этих параметров можно считать равномерными. В случае большого числа параметров такие разбиения приводят к значительному увеличению статистических ошибок.

В следующих разделах представлены результаты кинематически полных экспериментов по изучению ^4H в реакциях однонуклонных передач тритон плюс дейтрон и тритон плюс тритон. В обоих случаях регистрировались два типа совпадений: совпадения двух заряженных частиц ($^2\text{H}(t,pt)$ и $^3\text{H}(t,dt)$) и совпадения заряженной частицы и нейтрона ($^2\text{H}(t,pn)$ и $^3\text{H}(t,dn)$). Относительно большой аксептанс системы регистрации, которая использовалась в этих измерениях,

позволил идентифицировать и установить характеристики практически всех процессов, дающих вклад в изучаемые выходные каналы.

2.1. Схема эксперимента.

Схема экспериментов по изучению водорода-4 в реакциях ${}^3\text{H}(\text{t},\text{d}){}^4\text{H}$ и ${}^2\text{H}(\text{t},\text{p}){}^4\text{H}$ показана на рис. 2.1.1. В обоих случаях все экспериментальные характеристики, за исключением мишени, были идентичны. В случае первой реакции мишень заполнялась жидким тритием, во втором – жидким дейтерием. Параметры мишени приведены в разделе 1.2.

Для регистрации заряженных частиц использовались два телескопа, установленных на кронштейнах, вращающихся вокруг центральной оси реакционной камеры, совпадающей с осью мишени. Первый телескоп, имевший большую суммарную толщину кремния и для упрощения обозначений называемый ниже Р-телескопом, был предназначен для регистрации высокоэнергичной частицы (протона в случае реакций ${}^2\text{H}(\text{t},\text{p}){}^4\text{H}$ и ${}^3\text{H}(\text{t},\text{p}){}^5\text{H}$ и дейтрона в случае реакции ${}^3\text{H}(\text{t},\text{d}){}^4\text{H}$). С помощью двух передних стриповых детекторов измерялись координаты и угол частицы в диапазоне от 19° до 31° . Второй телескоп, ниже обозначаемый как Т-телескоп, предназначался для регистрации тритона из распада ${}^4\text{H}$. Два стриповых детектора в Т-телескопе обеспечивали регистрацию тритонов в диапазоне лабораторных углов $12^\circ - 41^\circ$. Основные характеристики всех детекторов представлены в таблице 2.1.1.

Для калибровки телескопов использовались различные бинарные реакции: упругое рассеяние ядер пучка на ядрах мишени, а также реакций на примеси водорода в мишени: ${}^1\text{H}(\text{t},\text{p})$, ${}^1\text{H}(\text{t},\text{dd})$. Кроме этого, калибровки проводились при помощи α -источника.

Для регистрации нейтронов использовался 41 сцинтилляционный модуль времяпролетного спектрометра DEMON [Til95], установленного за Т-телескопом. Модули располагались в виде сегмента сферы с центром, совпадающим с центром мишенной ячейки, и радиусом 2.5 м. Нейтроны регистрировались под углами $37^\circ \pm 19^\circ$. Энергия нейтронов измерялась по времени пролета, временное разрешение всех модулей составляло $\sigma = 0.7$ нс.

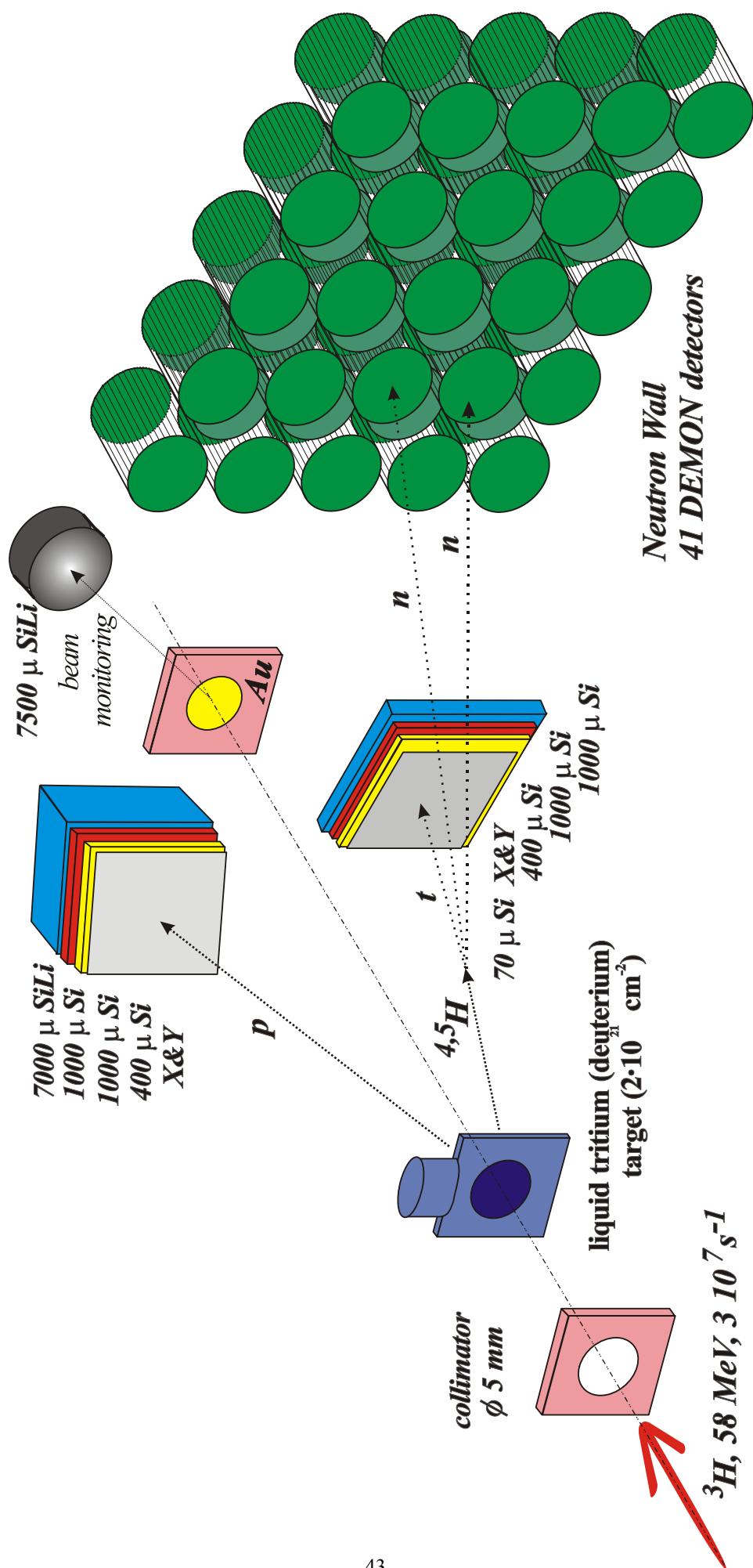


Рис. 2.1.1. Система регистрации в экспериментах по изучению ${}^{4,5}\text{H}$.

Таблица 2.1.1. Основные характеристики детекторов.

	Тип детектора	Расстояние от центра мишени, мм	Размер, мм	Толщина, мм	Число стрипов
Р-телескоп	Si	185	61×61	0.4	32 (X)
	Si	200.5	61×61	1	32 (Y)
	Si	217.5	61×61	1	--
	Si (Li)	247.5	Ø66	7.7	--
Т-телескоп	Si	100	50×50	0.07	16 (X)
	Si	119.5	61×61	0.4	16 (Y)
	Si	131	61×61	0.4	--
	Si	147	61×61	1	--

В качестве старта для записи события использовались совпадения сигналов с обоих телескопов, либо сигналов с Р-телескопа и с одного из модулей спектрометра DEMON.

Методом Монте-Карло была проведена полная симуляция эксперимента, в результате которой было определено экспериментальное разрешение, составившее 0.5 МэВ (FWHM) в случае реакции ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ и 0.7 МэВ (FWHM) в случае реакции ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$.

2.2. Реакция t+d. Регистрация совпадений p-t.

Для изучения спектра энергии ${}^4\text{H}$, полученного в реакции ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$, использовался метод недостающей массы. В настоящем разделе обсуждаются результаты измерений, полученные при условии совпадения протона с тритоном ${}^2\text{H}(t,pt)$. Кинематические характеристики зарегистрированных частиц использовались для определения угла и энергии ненаблюдаемого нейтрона. Сравнение суммарной энергии трех частиц с полной энергией системы позволяло надежно выделить трехтельный выходной канал p-t-n. В результате проведенного отбора вклад фона от реакций на мишенных окнах, измеренный с пустой мишенью, оказался пренебрежимо малым. На рис. 2.2.1 показана зависимость энергии протона E_p от величины $E_0+Q-E_p-E_t-E_n$, отражающей энергетический баланс реакции, где E_0 – энергия налетающего тритона, E_t – энергия тритона, E_n – энергия нейтрона, вычисленная из закона сохранения импульса. На вставке изображена проекция этого распределения на горизонтальную ось. Стрелкой показана область,

отвечающая событиям упругого рассеяния тритона на примесном водороде. Ширина распределения определялась, в основном, точностью определения угла и энергии тритона. Для дальнейшего анализа использовались события, отобранные при условии $-2 < E_0 + Q - E_p - E_t - E_n < 2$. Величина этого диапазона ± 2 МэВ выбиралась из соображений минимизации вклада фонов и не влияла на величину экспериментального разрешения по энергии ^4H , поскольку в наших измерениях использовался метод недостающей массы.

Одно из наиболее наглядных представлений о взаимодействиях в трехтельном выходном канале p-t-n можно получить из рис. 2.2.2, на котором показана полученная в эксперименте зависимость энергии относительного движения протон-нейтрон E_{pn} от энергии относительного движения протон-тритон E_{pt} . Все три относительные энергии, которыми исчерпывается система p-t-n, подчиняются соотношению

$$\left[E_{pn} \cdot (m_p + m_n) + E_{pt} \cdot (m_p + m_t) + E_{tn} \cdot (m_t + m_n) \right] \cdot \frac{1}{\sum_i m_i} = E_{cm} + Q \quad 2.2.1$$

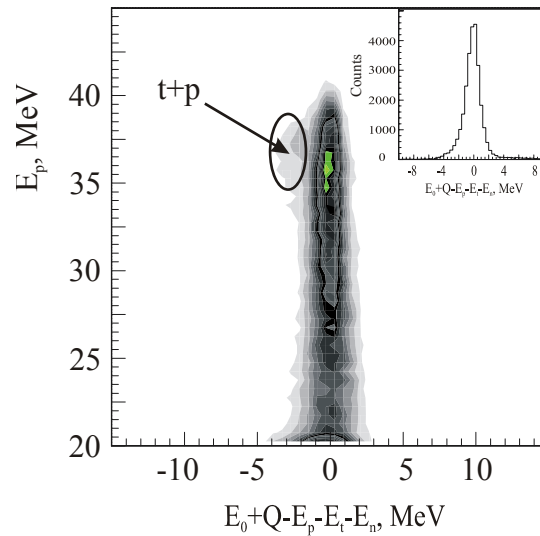


Рис. 2.2.1. Зависимость энергии протона от величины $E_0 + Q - E_p - E_t - E_n$, определяющей энергетический баланс реакции. Стрелкой отмечена область событий упругого рассеяния тритонов на примесном водороде. На вставке показана проекция распределения на горизонтальную ось.

Из соотношения 2.2.1 можно получить представление о распределении экспериментальных событий по энергии E_{tn} – направлению оси, соответствующей этой энергии, показано на рис. 2.2.2. Взаимодействия в различных подсистемах выходного канала отвечают областям малых энергий этих подсистем. Из рисунка

видно, что в выходном канале p-t-n можно ожидать наличия взаимодействий во всех трех подсистемах: ${}^4\text{H}$, виртуальное состояние p-n и хвост возбужденного состояния α -частицы выше порога регистрации, который соответствует энергии в системе p-t около 5 МэВ.

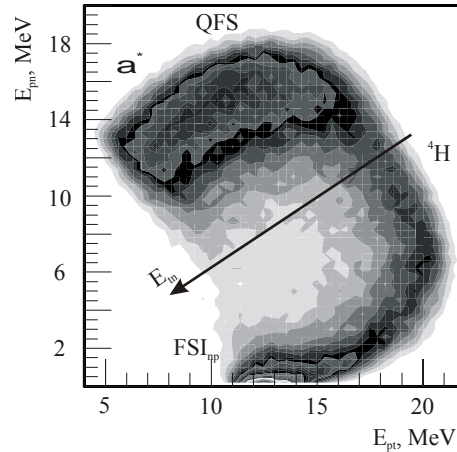


Рис. 2.2.2. Зависимость энергии относительного движения E_{pn} от энергии относительного движения E_{pt} , полученная в реакции ${}^2\text{H}(t,pt)$.

Происхождение событий в самой верхней части рисунка уже не так очевидно, поскольку заселение этой области происходит благодаря принципиально иному механизму реакции (квазисвободное рассеяние тритона на протоне, связанном в дейтроне).

Введем некоторые обозначения, полезные для дальнейшего анализа. На рис. 2.2.3 условно показана схема движения частиц в выходном канале p-t-n. Система координат XYZ соответствует системе центра масс t-n. Ось X совпадает с направлением импульса ${}^4\text{H}$ и противоположна направлению импульса протона в системе цм p-t-n. Плоскость XY представляет собой плоскость реакции $t + d \rightarrow p + {}^4\text{H}$. Ось Z перпендикулярна плоскости реакции. Угол вылета протона в системе цм p-t-n обозначен как ϑ_p . Полярный угол φ_n , определенный в плоскости реакции, соответствует углу вылета нейтрона в системе цм t-n. Цифрами 1, 2 и 3 показаны, соответственно, начала систем цм t-n, p-t-n и лабораторной системы координат.

Импульсное распределение нейтронов в системе цм t-n, спроецированное на плоскость реакции $t + d \rightarrow p + {}^4\text{H}$, показано на рис. 2.2.4. Напомним, что это распределение было получено при условии протон-тритонных совпадений и соответствует ненаблюдаемым нейтронам. Так же, как и на рис. 2.2.3, начала

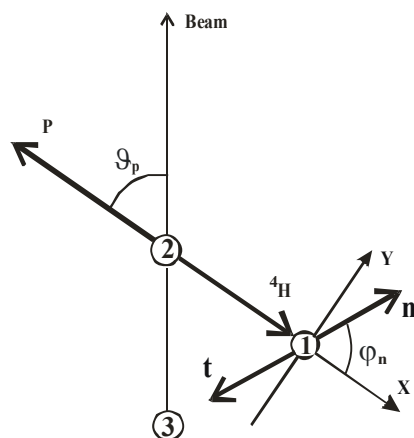


Рис. 2.2.3. Направления движения частиц в выходном канале реакции $t + d \rightarrow p + {}^4\text{H}$. Система координат XYZ соответствует центру масс тритон-нейтрон. Направление оси X совпадает с направлением импульса ${}^4\text{H}$ в системе цм p-t-n. Плоскость XY является плоскостью реакции. Точки 1, 2, и 3 обозначают, соответственно, системы цм t-n, p-t-n и лабораторную систему координат.

систем цм t-n, p-t-n и лабораторной системы координат показаны на рис 2.2.4 цифрами 1, 2 и 3, при этом позиции 2 и 3 обозначены условно, поскольку начала координат соответствующих систем в этом представлении не фиксированы. Размеры областей 2 и 3 приблизительно соответствуют энергии нейтронов $E_n < 100$ кэВ, соответственно, в системе цм p-t-n и в лабораторной системе. Отсюда понятна ориентация приведенного распределения относительно направления пучка, который проходит через начала этих координатных систем. Направления вылета протона и ${}^4\text{H}$, инвариантные в данном представлении, показаны стрелками.

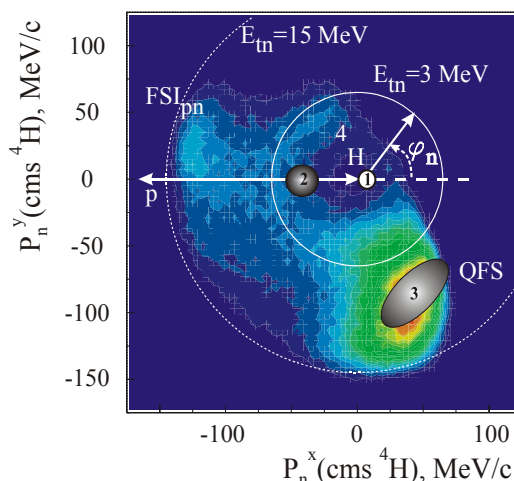


Рис. 2.2.4. Импульсное распределение нейтронов в системе цм t-n, полученное при условии p-t совпадений и спроецированное на плоскость реакции ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$.

Обрезание данных в верхней части рисунка ($P_y \sim 80$ МэВ/с) соответствует порогу регистрации тритона $E_t^{\text{lab}} \sim 6$ МэВ. Наличие порога регистрации протона

приводит к обрезанию по относительной энергии тритона и нейтрона на уровне $E_{tn} \sim 15$ МэВ, показанном на рис. 2.2.4 пунктирной линией ($E_p^{lab} \sim 20$ МэВ). В правой части рисунка аксептанс системы регистрации ограничен минимальным углом регистрации тритона. Отчетливый locus вокруг начала системы координат соответствует распаду ${}^4\text{H}$. Уменьшение эффективности регистрации в направлении оси Z приводит к появлению разреженной области внутри локуса, в окрестности нулевой точки.

Нейтроны, вылетающие в направлении, близком к направлению протонов, со скоростями, близкими к скоростям протонов, естественно приписать процессу развала дейтрона с взаимодействием в конечном состоянии p - n (ВКС_{np}). Для проверки этого предположения была сделана симуляция методом Монте-Карло реакции $t + d \rightarrow p + t + n$ с ВКС_{np} . Для описания ВКС_{np} использовалось выражение

$$d\sigma/dE_{pn} \sim FF \cdot PV \quad 2.2.2$$

где $PV = \sqrt{E_{pn} \cdot (E_{cm} + Q - E_{pn})}$ – фактор фазового объема, а множитель FF описывает p - n взаимодействие в синглетном состоянии 1S_0 [Sla77, Wat52, Mig55]

$$FF = \frac{r_{np}^2 (k^2 + \alpha^2)^2}{k^2 + \left(-\frac{1}{a_{np}} + \frac{1}{2} r_{np} k^2 \right)^2}, \quad 2.2.3$$

$$\text{где } \alpha = \frac{1 + \sqrt{1 - 2r_{np}/a_{np}}}{r_{np}},$$

k – относительный импульс протона и нейтрона. Полученная в результате симуляции форма спектра относительной энергии E_{pn} согласуется с формой экспериментальных спектров в области малых энергий E_{pn} при значениях длины рассеяния $a_{np} = -23.7$ фм и эффективного радиуса взаимодействия $r_{np} = 2.73$ фм [Har69]. Результаты симуляции ВКС_{np} использовались для описания спектров энергии E_{tn} . Заметная асимметрия зоны, отвечающей ВКС_{np} , относительно направления вылета протона в системе цм p - t - n на рис. 2.2.4 может объясняться вкладом реакции передачи одного нейтрона из налетающего тритона на мишенный дейтрон с синглетным дейтроном в выходном канале. Эффективность регистрации в данной области такова, что зона ВКС_{np} при $P_n^y > 0$ соответствует углам реакции в системе цм $\vartheta_t > 125^\circ$, в то время как при $P_n^y < 0$ в аксептанс системы регистрации попадают преимущественно события, отвечающие углам $90^\circ < \vartheta_t < 125^\circ$. Поскольку

упомянутая реакция однонуклонной передачи приводит к увеличению сечения именно в задней полусфере (напомним, что кинематика реакции является инверсной), ее наличие может приводить к асимметрии, полученной в эксперименте.

Наиболее интенсивно заселяемая область в нижней правой части рис. 2.2.4 отвечает нейтронам, локализованным в окрестности нуля лабораторной системы координат. Эта область соответствует квазисвободному рассеянию тритона на протоне, связанном в дейтроне, поскольку распределение лабораторных импульсов нейтрона в этой области согласуется с квадратом волновой функции дейтрона в импульсном представлении. На сегодняшний день этот процесс нельзя назвать достаточно хорошо изученным, особенно в области малых энергий, поэтому его анализу будет посвящена отдельная глава.

Кроме этого, для событий из окрестности точки 3 на рис. 2.2.4 спектр относительной энергии тритона и протона E_{tp} , скорректированный с учетом функции эффективности, характеризуется резким увеличением счета при уменьшении энергии E_{tp} . Можно предположить, что реакция с образованием возбужденной α -частицей в выходном канале $t + d \rightarrow \alpha^* + n$ с энергией резонанса ниже порога регистрации ($E_{tp} \leq 5$ МэВ) также дает вклад в эту область.

Из рис. 2.2.4 видно, что для анализа спектра ${}^4\text{H}$ наиболее благоприятен угловой диапазон $180^\circ < \varphi_n < 240^\circ$. Выбором этого диапазона из анализа исключается область, отвечающая квазисвободному рассеянию и ВКС_{tp}. Кроме этого, указанное ограничение на угол φ_n исключает область, соответствующую положительным проекциям импульса нейтрона P_n^y , в которой диапазон энергии E_{tn} зависит от угла φ_n из-за наличия порога регистрации тритона.

На рис. 2.2.5 показан спектр энергии E_{tn} , соответствующий диапазону углов вылета нейтрона в системе цм ${}^4\text{H}$ $180^\circ < \varphi_n < 240^\circ$. Спектр получен для угла протона в системе цм выходного канала $\vartheta_p = 50^\circ \pm 2^\circ$ и скорректирован с учетом эффективности регистрации. Отметим, что поскольку минимальный угол φ_n составляет 180° , приведенный спектр должен содержать события, соответствующие взаимодействию в конечном состоянии p-n.

В процедуру подгонки полученного спектра ${}^4\text{H}$ были включены следующие процессы: реакция передачи нейтрона с образованием резонанса ${}^4\text{H}$, $t + d \rightarrow {}^4\text{H} + p$,

развал дейтрона с ВКС_{pn} и трехтельный фазовый объем. Зависимость сечения от энергии ^4H для квазисвободного рассеяния в указанном угловом диапазоне φ_{n} практически не отличается от аналогичной зависимости для фазового объема. Вклад фазового объема, полученный в результате подгонки, оказался пренебрежимо малым. Кривая, отвечающая резонансу ^4H , была получена в результате одновременной подгонки трех спектров, соответствующих различным измерениям: $^2\text{H}(\text{t},\text{pt})$, $^2\text{H}(\text{t},\text{pn})$ и $^3\text{H}(\text{t},\text{dt})$. Результаты двух последних измерений обсуждаются в следующих разделах.

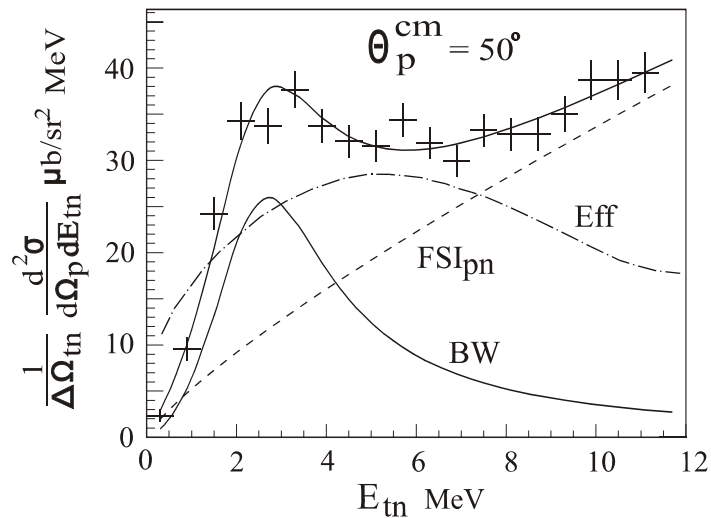


Рис. 2.2.5. Спектр энергии ^4H , измеренный в реакции $^2\text{H}(\text{t},\text{pt})$ для угла вылета протона в системе цм p-t-n $\vartheta_{\text{p}} = 50^\circ \pm 2^\circ$, в диапазоне углов вылета нейтрона в системе цм ^4H $180^\circ < \varphi_{\text{n}} < 240^\circ$. Штрих-пунктирной линией показана зависимость эффективности регистрации от энергии E_{tn} . Пунктирная кривая соответствует ВКС_{pn} , сплошная кривая BW – резонансу ^4H .

Дифференциальное сечение реакции $^2\text{H}(\text{t},\text{p})^4\text{H}$, измеренное при различных углах протона ϑ_{p} , приведены в таблице 2.2.1. Ошибки определения сечения включают статистические ошибки эксперимента, а также ошибки, возникающие в результате вычитания континуума.

Таблица 2.2.1. Дифференциальное сечение реакции $^2\text{H}(\text{t},\text{p})^4\text{H}$ в зависимости угла протона в системе цм p-t-n.

ϑ_{p} , deg.	$36^\circ \pm 4^\circ$	$42^\circ \pm 2^\circ$	$46^\circ \pm 2^\circ$	$50^\circ \pm 2^\circ$
$d\sigma/d\Omega$, mb/sr	1.8 ± 0.7	1.8 ± 0.7	1.7 ± 0.6	1.7 ± 0.6

Как видно из таблицы, сечение реакции в пределах экспериментальных ошибок не зависит от угла в диапазоне $32^\circ \leq \vartheta_{\text{p}} \leq 52^\circ$.

2.3. Реакция t+d. Регистрация совпадений p-n.

Регистрация совпадений протонов и нейтронов в реакции ${}^2\text{H}(t, pn)$ также отвечает условиям кинематически полного измерения, при котором становится возможным выделение трехтельного выходного канала p-t-n. При этом, как и в случае регистрации p-t совпадений, вклад фоновых реакций оказывается пренебрежимо малым. Измерения фонов были сделаны с охлажденной до рабочей температуры мишенью, из которой был откачан дейтерий. Кинематические параметры ненаблюдаемых тритонов вычислялись из закона сохранения импульса. На рис. 2.3.1 показана зависимость энергии зарегистрированных нейтронов от величины $E_0+Q-E_p-E_t-E_n$. События для анализа отбирались, как и в случае p-t совпадений, при условии $-2 < E_0+Q-E_p-E_t-E_n < 2$. На вставке показана проекция распределения на ось $E_0+Q-E_p-E_t-E_n$.

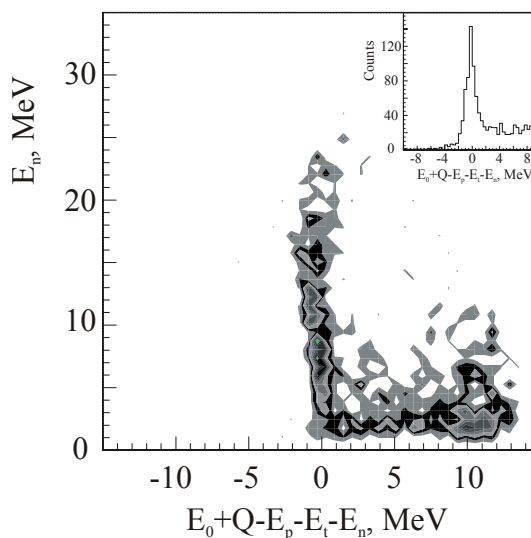


Рис. 2.3.1. Зависимость энергии нейтрона от величины $E_0+Q-E_p-E_t-E_n$, определяющей энергетический баланс реакции. На вставке показана проекция распределения на горизонтальную ось.

Регистрация протон-нейтронных совпадений в реакции ${}^2\text{H}(t, pn)$ обеспечивает наиболее благоприятные условия наблюдения резонанса ${}^4\text{H}$ и определения его параметров. В этом случае регистрируемые события распада ${}^4\text{H}$ оказываются развернутыми по углу φ_n практически на 180° по отношению событиям того же распада для p-t совпадений (см. рис. 2.2.3) и в результате регистрируются нейтроны с большой лабораторной энергией, которые не попадали в аксептанс при условии p-t совпадений. Для сравнения на рис. 2.3.2 приведено экспериментальное

распределение событий по относительным энергиям $E_{pn} - E_{pt}$ для p-n совпадений, аналогичное распределению на рис. 2.2.2, построенному для p-t совпадений.

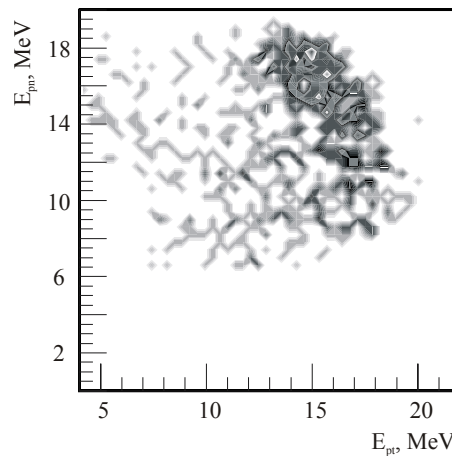


Рис. 2.3.2. Зависимость энергии относительного движения E_{pn} от энергии относительного движения E_{pt} , полученная в реакции ${}^2\text{H}(t, pn)$.

Совершенно очевидно, что в случае регистрации p-n совпадений область локализации событий, соответствующих развалу дейтрона с ВКС_{пр}, не попадает в аксептанс системы регистрации, поскольку протонный телескоп и модули DEMON располагаются по разные стороны пучка (см. рис. 2.1.1) и в результате зарегистрированные протоны и нейтроны характеризуются большим относительным импульсом. События, отвечающие квазисвободному рассеянию и ВКС_{тр}, также оказываются вне аксептанса, т.к. для первого процесса характерна малая лабораторная энергия нейтронов, а для второго – направление вылета нейтронов в лабораторной системе, противоположное направлению пучка.

На рис. 2.3.3 показано импульсное распределение нейтронов в цм системы t-n, спроецированное на плоскость реакции $t + d \rightarrow p + {}^4\text{H}$. В отличие от случая p-t совпадений это распределение построено для зарегистрированных нейтронов. Для рис. 2.3.3 сохранен масштаб рис. 2.2.4 и принятые в предыдущем разделе обозначения. Сравнивая распределения нейтронных импульсов для p-t и p-n, можно видеть, что в последнем случае области локализации конкурирующих процессов оказываются вне пределов аксептанса системы регистрации, которому отвечает диапазон углов распада ${}^4\text{H}$ ϕ_n приблизительно от 0° до 120° .

Геометрия измерений позволяла регистрировать тройные совпадения протонов, тритонов и нейтронов в весьма узком диапазоне энергии E_{tn} . Для того чтобы избежать искажений, которые могли возникнуть вследствие разной

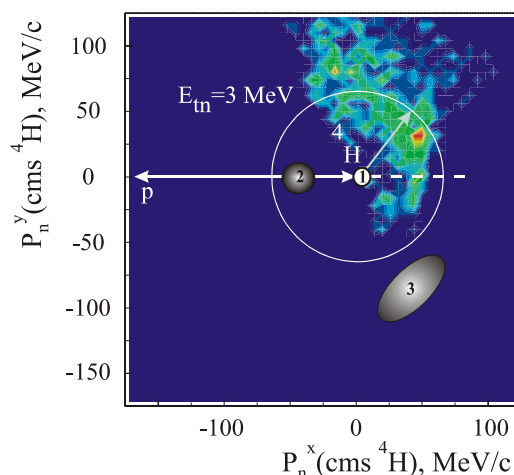


Рис. 2.3.3. Импульсное распределение нейтронов в системе цм t-n, спроецированное на плоскость реакции $^2\text{H}(t,p)^4\text{H}$, полученное при условии p-n совпадений.

эффективности регистрации тритонов и нейтронов, при построении спектра мы отбирали только те события, в которых отсутствовал сигнал тритонного телескопа. Скорректированный с учетом эффективности регистрации спектр энергии ^4H показан на рис. 2.3.4.

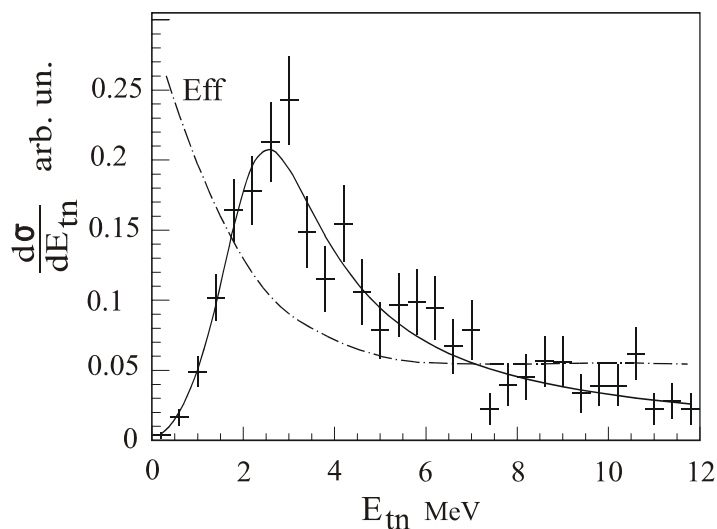


Рис. 2.3.4. Спектр энергии ^4H , измеренный в реакции $^2\text{H}(t,pn)$. Штрих-пунктирной линией показана эффективность регистрации в зависимости от энергии E_{tn} .

В процедуру подгонки спектра, помимо резонансной зависимости сечения от энергии, взятой в форме Брейта-Вигнера, был включен трехтельный фазовый объем. Вклад фазового объема, полученный в результате подгонки, оказался пренебрежимо малым. Кривая, отвечающая резонансу ^4H , была получена в результате одновременной подгонки трех спектров, соответствующих различным измерениям: $^2\text{H}(t,pt)$, $^2\text{H}(t,pn)$ и $^3\text{H}(t,dt)$.

2.4. Реакция $t+t$.

Как и в случае реакции ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$, в реакции ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$ регистрировались совпадения дейтронов с тритонами или нейтронами. В этом эксперименте также использовался метод недостающей массы. Можно ожидать, что в выходном канале $d-t-n$ конкурирующими процессами будут являться развал тритона с ВКС_{dt} и два типа квазисвободного рассеяния: налетающего тритона на дейтроне, связанном в мишенном тритоне, и мишенного тритона на дейтроне, связанном в налетающем тритоне. В отличие от реакции ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$, в случае тритиевой мишени в выходном канале ожидаются только два ВКС, включая ${}^4\text{H}$, поскольку факт взаимодействия дейтрона с нейтроном в конечном состоянии в настоящее время не установлен.

Для отбора событий использовалось условие полной кинематики реакции, т.е. вычислялись энергия и импульс ненаблюдаемой частицы и по балансу полной энергии выделялся выходной канал $d-t-n$. События отбирались при условии, что величина $E_0+Q-E_d-E_t-E_n$ может изменяться в пределах ± 2 МэВ. Вклад фоновых реакций на мишенных примесях и окнах мишени после такого отбора был пренебрежимо малым.

На рис. 2.4.1 (а,б) показаны распределения проекций нейтронных импульсов на плоскость реакции в системе цм ${}^4\text{H}$, соответственно, для ненаблюдаемых нейтронов (совпадения $d-t$) и для зарегистрированных нейтронов (совпадения $d-n$). Все обозначения аналогичны принятым в разделах 2.2 и 2.3.

На рис. 2.4.1(а) ($d-t$ совпадения) ограничения аксептанса регистрации обусловлены порогами регистрации тритона (верхняя часть рисунка) и дейтрона (нижняя часть рисунка). Ограничения по минимальным и максимальным углам регистрации тритона объясняют обрезание аксептанса, соответственно, в правой и левой частях рисунка.

Из рис. 2.4.1(а) видно, что регистрация заряженных частиц в реакции $t + t$ при энергии в системе цм входного канала порядка около 20 МэВ практически не оставляет шансов для надежного наблюдения ${}^4\text{H}$, поскольку нейтроны, отвечающие наиболее вероятной энергии распада ${}^4\text{H}$ (около 3 МэВ), локализуются вблизи нуля лабораторной системы координат, т.е. как раз в области, заселяемой нейтронами из квазисвободного рассеяния налетающего тритона на дейтроне, связанном в

мишенном тритоне. Можно предположить, что кроме квазисвободного рассеяния, в выходном канале d-t-n дает вклад реакция ${}^3\text{H}(t,n){}^5\text{He}^*$ с энергией возбужденного

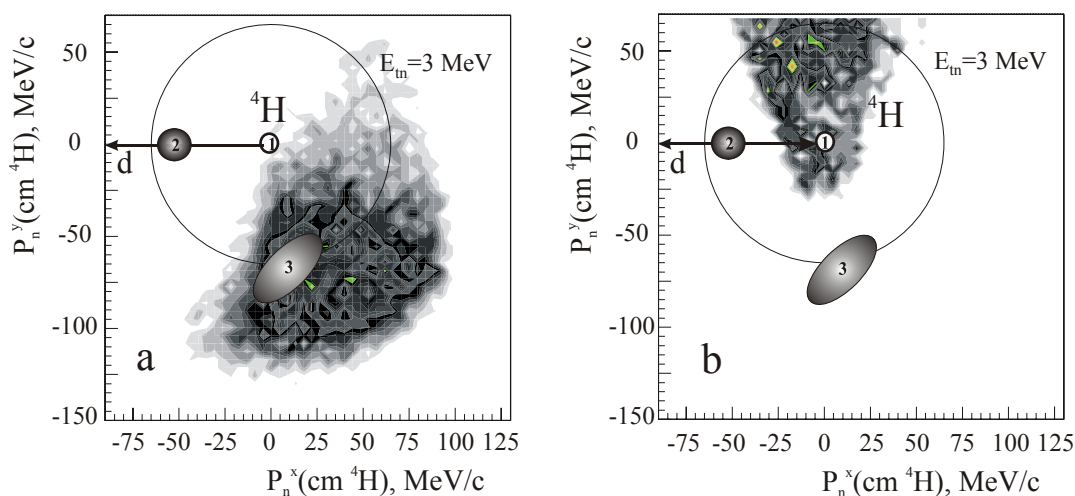


Рис. 2.4.1. Импульсное распределение нейтронов в системе цм t-n, спроецированное на плоскость реакции ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$, полученное при условии а) d-t совпадений и б) d-n совпадений.

состояния ${}^5\text{He}$ ниже порога регистрации, поскольку спектр относительной энергии E_{dt} характеризуется ростом счета с уменьшением энергии E_{dt} . Мы не приводим здесь спектра энергии ${}^4\text{H}$, полученного при условии d - t совпадений, т.к. резонанс в этом спектре, как и следовало ожидать, практически не выделяется. Принимая во внимание довольно широкое распределение по энергии нейтронов, соответствующих квазисвободному рассеянию, можно сделать вывод, что оптимальным условиям наблюдения ${}^4\text{H}$ в реакции t + t при энергии в системе цм 20 МэВ отвечают углы φ_n около 90° . Этим углам соответствуют энергии тритонов ниже порога регистрации и высокоэнергичные нейтроны. На рис. 2.4.1(б) показано импульсное распределение нейтронов, полученное при условии d - n совпадений. Как видно из рисунка, угловой аксептанс нейтронного детектора обеспечивает регистрацию нейтронов в оптимальном диапазоне угла φ_n .

Спектр энергии ${}^4\text{H}$, полученный методом недостающей массы при условии d - n совпадений, показан на рис. 2.4.2. Из рисунка видно, что и в этой, довольно удаленной от начала лабораторной системы, области, вклад конкурирующих процессов достаточно велик, что объясняется, в частности, уже упоминавшимся широким энергетическим распределением нейтронов из квазисвободного рассеяния. В случае квазисвободного рассеяния мишенного тритона на дейтроне, связанном в налетающем тритоне, нейтроны будут локализованы в окрестности

начала системы цм налетающего тритона. На рис. 2.4.1 эта точка является симметричным отражением точки 3 относительно точки 2 и находится вне пределов акцептанса системы регистрации. В случае d - n совпадений хвосты как одного, так и другого типа квазисвободного рассеяния, очевидно, могут давать вклад в спектр энергии ${}^4\text{H}$ практически в равной мере. Однако при этом в области, соответствующей акцептансу системы регистрации, зависимость сечения от энергии E_{dt} для квазисвободного рассеяния является достаточно слабой, поэтому форма спектра для этого процесса определяется, в основном, фактором фазового объема.

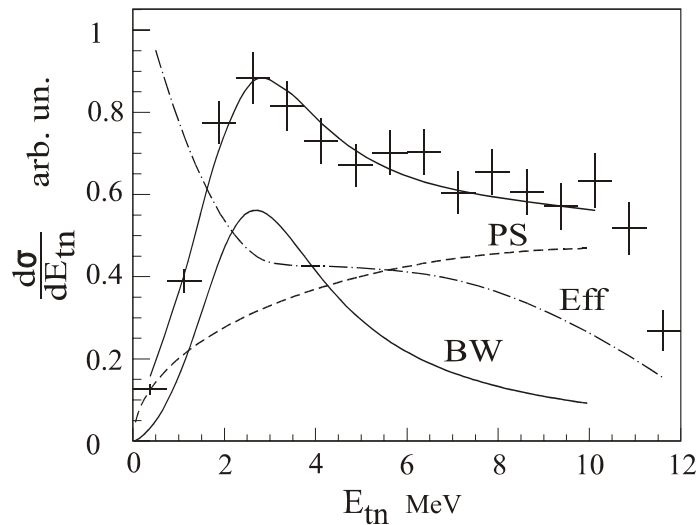


Рис. 2.4.2. Спектр недостающей массы ${}^4\text{H}$, полученный в реакции ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$ при условии регистрации совпадений дейтронов и нейтронов. Спектр поправлен на эффективность регистрации. Пунктирная линия соответствует трехтельному фазовому объему. Штрих-пунктирной линией показана эффективность регистрации в зависимости от энергии E_{tn} . Кривая BW соответствует резонансу в системе ${}^4\text{H}$.

При построении спектра отбирались события, в которых не был зарегистрирован тритон. Кроме этого, для дополнительной дискриминации квазисвободного рассеяния накладывалось ограничение на лабораторную энергию нейтронов $E_n^{\text{lab}} > 2.5$ МэВ. Обрезание спектра при энергии $E_{tn} \approx 11$ МэВ обусловлено порогом регистрации дейтронов.

Спектр был описан как сумма резонанса ${}^4\text{H}$ и трехтельного фазового объема, показанного на рис. 2.4.2 пунктирной линией.

Наиболее простым способом оценки сечения реакции ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$ является сравнение полученного спектра с аналогичным спектром, полученным в реакции ${}^2\text{H}(t,pn)$. С учетом разницы в полном количестве частиц, прошедших через мишень

за время измерения, отношение интегралов резонансных кривых, полученных на дейтериевой и тритиевой мишенях, составляет $I(^2\text{H})/I(^3\text{H}) = 1.65$. Отсюда из абсолютного значения сечения, полученного в реакции $^2\text{H}(t,pt)$, получаем величину дифференциального сечения для реакции $^3\text{H}(t,d)^4\text{H}$ $d\sigma/d\Omega_d = 1.1(3)$ мб/ср, усредненную в угловом диапазоне ϑ_d от 35° до 57° .

2.5. Обсуждение результатов.

В реакциях $^2\text{H}(t,p)^4\text{H}$ и $^3\text{H}(t,d)^4\text{H}$ в кинематически полных экспериментах были измерены спектры недостающей массы ^4H . Для измерений использовались два типа совпадений: совпадения заряженных частиц $p - t$ и $d - t$, а также совпадения энергичной частицы (протон или дейтрон) с нейтроном. Использование широкоапертурной системы регистрации позволило однозначно идентифицировать процессы в изучаемом канале, конкурирующие с образованием ^4H : квазисвободное рассеяние тритона на заряженной частице, связанной в мишенном ядре, и, в случае реакции $^2\text{H}(t,p)^4\text{H}$, взаимодействие в конечном состоянии протона с нейтроном. В случае совпадений заряженных частиц вклад этих процессов чрезвычайно осложняет задачу выделения в спектре процессов, связанных с образованием ^4H . Регистрация энергичных нейтронов в совпадении с энергичной заряженной частицей обеспечивает практически идеальные (в случае реакции $^2\text{H}(t,pn)$) или приемлемые (в случае реакции $^3\text{H}(t,dn)$) условия для определения параметров ^4H . Эти условия обеспечиваются регистрацией нейтронов при таких углах распада ^4H , которые оказываются практически недоступными в случае регистрации совпадений заряженных частиц из-за малой энергии тритона. Кроме того, выбранная геометрия системы регистрации обеспечивала измерение совпадений заряженных частиц с нейтроном в той области фазового пространства, в которой вклад конкурирующих процессов в спектр ^4H оказался минимальным. В результате спектр энергии ^4H , полученный в реакции $^2\text{H}(t,pn)$, оказалось возможным описать с использованием только параметризации Брейта-Вигнера, практически без учета вкладов прочих процессов.

Совпадения заряженных частиц в реакции $^2\text{H}(t,pt)$ соответствовали такому диапазону углов распада ^4H , в котором зарегистрированный тритон из ^4H имел преимущественно высокую лабораторную энергию, а ненаблюдаемый нейтрон –

малую. Благодаря относительно большому аксептансу системы регистрации и в этом случае имелась возможность провести анализ спектра ${}^4\text{H}$ в условиях, при которых вклад конкурирующих процессов был минимальным. Эти условия обеспечивались выбором определенного углового диапазона распада ${}^4\text{H}$. Для описания спектра использовались результаты компьютерной симуляции процесса развала дейтрона с образованием виртуального состояния $p - n$.

В случае реакции ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$ в канале $d-t-n$ возможны два альтернативных процесса, конкурирующих с образованием ${}^4\text{H}$: квазисвободное рассеяние тритона на связанном дейтроне и образование ${}^5\text{He}$ в возбужденном состоянии. При регистрации совпадений заряженных частиц (дейтрон плюс тритон) области локализации нейтронов из квазисвободного рассеяния и распада ${}^4\text{H}$ сильно перекрываются. Поскольку и оба процесса представляют собой весьма широкие распределения по энергии E_{tn} , ошибка определения параметров резонанса в таких условиях слишком велика. Регистрация совпадений дейтронов с нейтронами отвечает другой ветви распада ${}^4\text{H}$. При этом, как и в случае реакции ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$, условия регистрации обеспечивают возможность надежного выделения резонанса на фоне континуума.

Для извлечения параметров резонанса ${}^4\text{H}$ три спектра, полученные в измерениях ${}^2\text{H}(t,pt)$, ${}^2\text{H}(t,pn)$ и ${}^3\text{H}(t,dn)$, подгонялись одновременно с использованием формулы Брейта-Вигнера [Lan58], которая для случая реакции с тремя частицами в выходном канале записывается следующим образом

$$d\sigma \propto \frac{1}{k_m} \frac{\Gamma(E_m)}{[E_m - E_{res} - \Delta_l(E_m)]^2 + [\Gamma(E_m)/2]^2} k_m^2 k_{m-p}^2 dk_m dk_{m-p} \delta_{\Sigma E} \quad 2.5.1$$

где k_m и E_m – относительные импульс и энергия в системе $t-n$, k_{m-p} – относительный импульс в системе $tn-p$, E_{res} – резонансная энергия, а ширина $\Gamma(E_m) = 2\gamma^2 P_l(E_m)$ и сдвиг уровня $\Delta_l(E_m) = -\gamma^2 [S_l(E_m) - S_l(E_{res})]$ зависят от приведенной ширины γ^2 , проницаемости $P_l(E_m)$ и функции сдвига $S_l(E_m)$. Дельта – функция отражает закон сохранения энергии. Проницаемость и функция сдвига уровня выражаются через радиус канала R , который принимался равным 4 фм, а также через регулярное и нерегулярное решения уравнения Шредингера F_l и G_l

$$P_l = \frac{kR}{F_l^2 + G_l^2}; S_l = kR \frac{F_l F_l' + G_l G_l'}{F_l^2 + G_l^2} \quad 2.5.2$$

Проницаемость барьера P_l и функция сдвига S_l для p -состояния связаны с энергией относительного движения E_{tn} следующими соотношениями

$$P_{l=1} = \frac{(kR)^3}{1 + (kR)^2}, \quad S_{l=1} = -\frac{1}{1 + (kR)^2} \quad 2.5.3$$

где $kR = \frac{1}{\hbar} R \sqrt{2E_{tn}\mu} \approx 0.2187 R \sqrt{\frac{3}{4} E_{tn}}$, μ – приведенная масса.

После интегрирования по энергии E_{tn-p} выражение 2.5.1 приводится к виду

$$d\sigma \propto \frac{\Gamma(E_{tn})}{[E_{tn} - E_{res} - \Delta_l(E_{tn})]^2 + [\Gamma(E_{tn})/2]^2} \sqrt{E_{cm} + Q - E_{tn}} dE_{tn} \quad 2.5.4$$

В результате одновременной подгонки спектров были получены следующие параметры резонанса ^4H : $E_{res} = 3.05 \pm 0.19$ МэВ, $\gamma^2 = 3.03 \pm 0.65$ МэВ. Отметим, что ширина уровня, соответствующая резонансной энергии $\Gamma_{res} \equiv \Gamma(E_{res})$, не является достаточно хорошей оценкой ширины резонанса и в качестве последней принято пользоваться так называемой наблюдаемой шириной [Lan58, Efr96] Γ_{obs}

$$\Gamma_{obs} = \frac{\Gamma(E_{res})}{1 + \gamma^2 \left. \frac{dS}{dE_{tn}} \right|_{E_{res}}} \quad 2.5.5$$

$$\text{где } \frac{dS}{dE_{tn}} = \frac{1}{\bar{E} \cdot \left(1 + \frac{E_{tn}}{\bar{E}}\right)^2}, \quad \bar{E} = \frac{\hbar^2}{2 \cdot \mu \cdot R^2} \quad 2.5.6$$

Поскольку резонанс ^4H является широким, полученные в результате подгонки величины E_{res} и Γ_{obs} могут оказаться достаточно далекими от реальных значений энергии и ширины состояния. Физические резонансная энергия и ширина, E_0 и Γ_0 , определяются полюсом S -матрицы, $E = E_0 - i\Gamma_0/2$. Эти параметры отличаются от E_{res} и Γ_{obs} . В частности, именно Γ_0 определяет время жизни системы. Процедура вычисления полюса S -матрицы содержится в работе [Efr96]. Комплексная энергия $E = E_0 - i\Gamma_0/2$ является решением уравнения

$$[E - E_{res} - \Delta(E)]^2 + [\Gamma(E)/2]^2 = 0 \quad 2.5.7$$

при условии $k = \sqrt{2\mu E} / \hbar = k_1 - ik_2$, $k_1 > 0$, $k_2 > 0$. Для $l = 1$ это уравнение принимает следующий вид

$$(x - x_{res})^2 \left[\gamma^{-2} \bar{E}(x+1) + (x_{res} + 1)^{-1} \right]^2 + x^3 = 0 \quad 2.5.8$$

где $\bar{E} = \hbar^2 / (2\mu R^2)$, $x = E / \bar{E}$, $x_{res} = E_{res} / \bar{E}$. Полученные в результате решения этого уравнения значения E_0 и Γ_0 приведены в таблице 2.5.1 вместе с другими параметрами резонанса ${}^4\text{H}$. В этой же таблице для сравнения приведены параметры резонанса ${}^4\text{H}$, полученные в работе [Bla91] в реакции ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ и параметры состояния $2^- {}^4\text{H}$, полученные в результате зарядово-симметричного отражения R-матрицы ${}^4\text{Li}$ [Til92]. Видно, что в пределах экспериментальной ошибки значения параметров совпадают. В последней строке таблицы 2.5.1 приведены значения полюса S-матрицы ${}^4\text{H}$, полученные в теоретической работе [Ara03].

Таблица 2.5.1. Параметры резонанса ${}^4\text{H}$, полученные в различных работах.

	E_{res} , МэВ	γ^2 , МэВ	Γ_{res} , МэВ	Γ_{obs} , МэВ	E_0 , МэВ	Γ_0 , МэВ
[Sid04]	3.05 ± 0.19	3.03 ± 0.65	5.14 ± 1.38	4.18 ± 1.02	1.99 ± 0.37	2.85 ± 0.30
[Bla91]	3.1 ± 0.3	2.3				
[Til92]	3.19 (2 ⁻)		5.42 (2 ⁻)			
[Ara03]					1.52 (2 ⁻)	4.11 (2 ⁻)

Поскольку в реакции однонуклонной передачи кроме основного состояния $J^\pi = 2^-$ может заселяться возбужденное состояние 1^- , вполне вероятно, что полученный результат $E_{res} = 3.05 \pm 0.19$ МэВ может характеризовать сумму двух состояний, которые вследствие большой ширины не могут быть разделены экспериментально. С другой стороны, можно предположить, что благодаря статистическому фактору $2J+1$ преимущественно заселяется состояние 2^- . Это предположение хорошо согласуется с результатами, полученными путем зарядово-симметричного отражения R-матрицы ${}^4\text{Li}$ [Til92] для основного состояния ${}^4\text{H}$: $E_{res} = 3.19$ МэВ и $\Gamma_{res} = 5.42$ МэВ.

Сравнивая опубликованные результаты измерения параметров ${}^4\text{H}$, можно предположить, что одной из причин столь значительного разброса экспериментальных результатов весьма часто может являться очень приблизительный характер анализа сопутствующих процессов, дающих вклад в континуум. Благодаря большой ширине состояния энергия резонанса, получаемая в результате подгонки экспериментального спектра, оказывается очень чувствительной к форме континуума. Здесь следует отметить, что используемые в

подавляющем большинстве экспериментов детекторы с малым угловым аксептансом в значительной мере ограничивают возможности анализа процессов, дающих вклад в континуум. Кроме этого необходимо отметить, что во многих работах часто используются формула Брейта-Вигнера, в которой пренебрегается сдвигом уровня. Как правило не ясно, учитывался ли при записи этой формулы фактор фазового объема, наличие которого совершенно необходимо, если энергия в системе цм входного канала мала. Учет этого фактора может приводить к весьма ощутимому сдвигу резонансной энергии, величина которого будет зависеть от энергии, при которой проводилось измерение.

ГЛАВА 3.

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗУЧЕНИЮ ^5H В РЕАКЦИИ $^3\text{H}(t,p)^5\text{H}$.

Схема эксперимента, использованная для изучения ^5H в реакции $^3\text{H}(t,p)^5\text{H}$, полностью идентична схеме, описанной во второй главе (см. раздел 2.1 второй главы). Мишенная ячейка заполнялась жидким тритием. Описание и характеристики мишени содержатся в разделе 1.2 первой главы.

Методом Монте-Карло была проведена оптимизация эксперимента, в результате чего был сделан выбор геометрических параметров и характеристик измерительной системы. Также в результате симуляции было определено экспериментальное разрешение по энергии ^5H , составившее около 300 кэВ (FWHM) для реакции $^3\text{H}(t,p)^5\text{H}$. В таблице 2.1.2 приведены ошибки определения экспериментальных параметров, приводящие к наиболее заметному ухудшению разрешения по энергии ^5H (энергетический разброс пучка, точность определения позиции частиц пучка на плоскости мишени, толщина мишени и разрешение детекторов), а также соответствующее этим ошибкам разрешение по энергии ^5H .

Таблица 3.1. Ошибки определения основных экспериментальных параметров

Параметр	Ошибка определения параметра (FWHM)	Разрешение по энергии ^5H (FWHM), МэВ
E_{beam}	0.15 МэВ	0.1
$X_{\text{beam}}, Y_{\text{beam}}$	0.3 см	0.117
Толщина мишени	0.05 см	0.2
Разрешение детекторов	0.1 МэВ	0.131

Суммарное разрешение по энергии ^5H составляло $\sqrt{\sum_i (FWHM_i)^2} = 0.296$ МэВ.

3.1. Реакция t+t. Регистрация совпадений p-t.

Так же, как и в случае экспериментов, посвященных изучению ^4H , в эксперименте по изучению водорода-5 в реакции $^3\text{H}(t,p)^5\text{H}$ использовался метод недостающей массы. Естественно, что инклюзивное измерение протонного спектра, как и в случае ^4H , не оставляет никаких шансов на наблюдение ^5H из-за подавляющего преобладания в выходном канале p-X конкурирующих процессов, а также фонов от реакций на ядрах окон мишени и мишенных примесей. Этот фон был существенно подавлен регистрацией совпадений заряженных частиц: протонов отдачи и тритонов из распада ^5H . Этому условию оказалось достаточно для того, чтобы в первом приближении выделить канал $t + t \rightarrow p + t + n + n$, а также определить происхождение фонов и наиболее интенсивных конкурирующих процессов. На рис. 3.1.1 показана полученная в эксперименте зависимость энергии тритона в системе цм ^5H E_t от полной энергии относительного движения в этой системе $E_{5\text{H}}$. Энергия $E_{5\text{H}}$ определяется по энергии протона отдачи, а энергия E_t может быть определена, если известны энергии протона и тритона. Поскольку энергия $E_{5\text{H}}$ представляет собой энергию, выделенную в результате распада ^5H , кинетическая энергия тритонов в системе цм ^5H должна удовлетворять условию $E_t \leq 2E_{5\text{H}}/5$. Другими словами, наложение этого условия означает выделение событий с величиной Q реакции, соответствующей выходному каналу $p + t + n + n$. На рис. 3.1.1 события, удовлетворяющие условию $E_t \leq 2E_{5\text{H}}/5$, находятся во внутренней области показанного на этом рисунке треугольника.

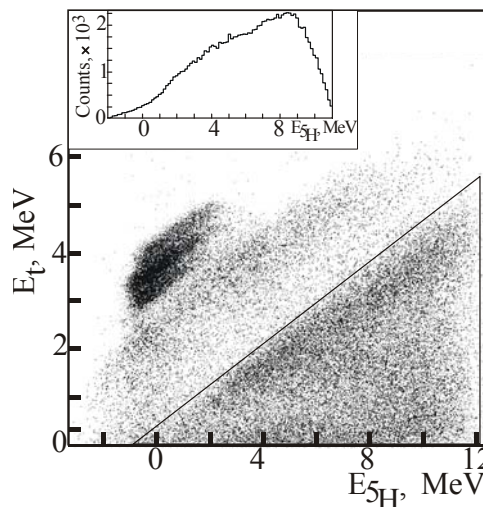


Рис. 3.1.1. Зависимость энергии тритона в системе цм ^5H от энергии ^5H , полученная в реакции $^3\text{H}(t,pt)$. События внутри треугольника отвечают условию $E_t \leq 2E_{5\text{H}}/5$. На вставке показана проекция на ось $E_{5\text{H}}$ области, ограниченной треугольником.

Область вне треугольника отвечает событиям, полученным в различных фоновых реакциях. В частности, наиболее интенсивно заселяемые области в левой верхней части рисунка соответствуют упругому рассеянию тритонов на ядрах примесного водорода, а также водорода, который содержится в остаточных газах, абсорбированных на холодной поверхности мишенных окон. На рисунке отчетливо видно, что эта область состоит из трех пятен, соответствующих упругому рассеянию на протонной мишени входного окна, примеси водорода внутри мишени и протонной мишени выходного окна. Ниже этих пятен локализируются события, также не входящие в область, очерченную треугольником, которые появляются, в основном, в результате реакций на ядрах примесного дейтерия. Это предположение было подтверждено результатами отдельного эксперимента, в котором мишень заполнялась жидким дейтерием.

Проекция событий из внутренней области треугольника на горизонтальную ось $E_{\text{н}}$ показана на вставке рис. 3.1.1. Видно, что в спектре отсутствуют структуры, которые могли бы быть ассоциированы с резонансом в системе t - n - p .

Анализ событий из внутренней области треугольника показал, что основным процессом в этой области является процесс квазисвободного рассеяния тритонов на протонах, связанных в мишенном тритии. Как было показано, например, в работе [Sla77], квазисвободное рассеяние на частицах, связанных в таких ядрах, как ^3He , характеризуется большим сечением при энергиях $E_{\text{cm}} \sim 10 - 50$ МэВ. В нашем случае регистрация двух заряженных частиц позволяла вычислить кинетическую энергию системы двух ненаблюдаемых нейтронов, а также энергию их относительного движения. В результате было установлено, что события из внутренней области треугольника, локализованные вблизи его гипотенузы, характеризуются малой кинетической энергией системы n - n в лабораторной системе координат и малой энергией относительного движения нейтронов. Этот факт позволяет предположить наличие процесса квазисвободного рассеяния налетающей частицы на протоне, в результате которого нейтроны, являющиеся зрителями и имеющие малую лабораторную энергию, взаимодействуют друг с другом в конечном состоянии. Вывод, который следует из этого предположения, заключается в том, что вклад квазисвободного рассеяния может быть значительно уменьшен при регистрации высокоэнергичных нейтронов.

3.2. Реакция $t+t$. Регистрация совпадений $p-t-n$.

Регистрация тройных совпадений протонов тритонов и одного из нейтронов обеспечивает условие кинематически полного эксперимента. Кинематические параметры ненаблюдаемого нейтрона вычислялись исходя из измеренных энергий и углов трех зарегистрированных частиц. В результате дополнительная очистка от фона была проведена по балансу полной энергии системы так же, как это делалось в случае ${}^4\text{H}$.

Принимая во внимание предположение о наличии квазисвободного рассеяния тритона на протоне, связанном в мишенном тритоне, мы провели анализ тройных совпадений $p-t-n$ с отбором событий по энергии нейтронов. В качестве пороговой лабораторной энергии как для зарегистрированного, так и для ненаблюдаемого нейтронов принималась величина 2.5 МэВ. События, в которых присутствовал один или два нейтрона с энергией ниже пороговой, отбрасывались. Как уже отмечалось в разделе 2.4, в области, удаленной от начала лабораторной системы координат, которой соответствуют энергичные нейтроны, форма спектра квазисвободного рассеяния определяется, главным образом, фактором фазового объема.

Спектр недостающей массы для системы ${}^5\text{H}$, построенный для тройных совпадений с условием отбора по энергии нейтронов $E_n > 2.5$ МэВ, показан на рис. 3.2.1. Как видно, этот спектр радикальным образом отличается от спектра недостающей массы ${}^5\text{H}$, полученного для $p - t$ совпадений (см вставку на рис. 3.1.1). Одной из причин этого отличия является дискриминация нейтронов из квазисвободного рассеяния. Другая причина – это зависимость эффективности регистрации от энергии распада ${}^5\text{H}$. Эта зависимость была получена в результате симуляции реакции $t + t \rightarrow p + t + n + n$ методом Монте-Карло для тройных совпадений $p-t-n$ с порогом 2.5 МэВ по лабораторной энергии нейтронов. Распределения продуктов распада ${}^5\text{H}$ в симуляции соответствовали фазовому объему. Полученная в результате зависимость эффективности от энергии ${}^5\text{H}$ показана на рис. 3.2.1 пунктирной линией.

Экспериментальные данные, показанные на рис. 3.2.1, были воспроизведены в результате полной симуляции эксперимента методом Монте-Карло. Симуляция включала в себя реальное инструментальное разрешение измерения и

эффективность регистрации. Предполагалось, что континуум в спектре включает в себя четырехтельный фазовый объем, а также взаимодействия в конечном состоянии n-n и t-n (ВКС_{nn} и ВКС_{tn}). Развал тритона с ВКС_{nn} моделировался аналогично развалу дейтрона с ВКС_{pn} (см. раздел 2.2, формулы 2.2.2 и 2.2.3) с использованием известной величины длины рассеяния $a_{nn} = -18.5$ фм. Параметры ВКС_{tn} были взяты из нашей работы [Sid04], посвященной изучению ^4H . Анализ данных показал, что учет указанных выше процессов позволяет описать экспериментальную форму спектра, показанного на рис. 3.2.1. Трехтельный фазовый объем p-n- ^4H с ВКС_{tn} вносит основной вклад в спектр энергии ^5H .

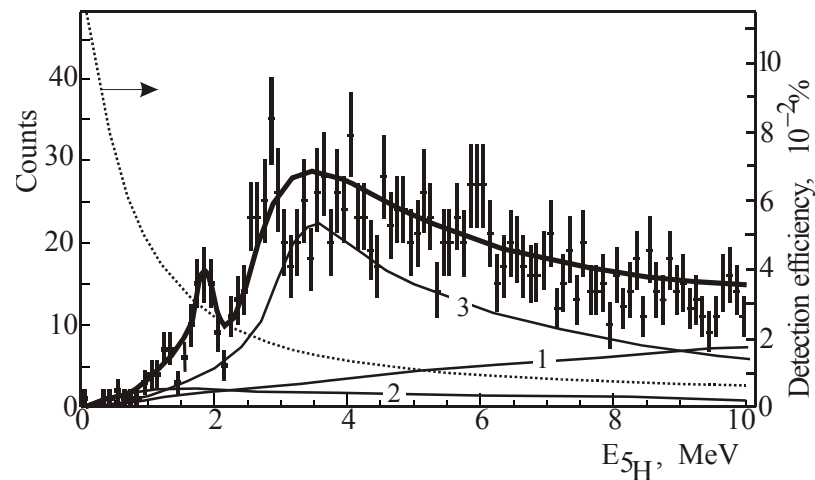


Рис. 3.2.1. Спектр недостающей массы ^5H для реакции $^3\text{H}(t,ptn)$. Толстая линия соответствует наилучшей подгонке с включением резонансного состояния ^5H (1.8 МэВ). Кривые 1, 2 и 3 получены в результате симуляций, соответственно, трехтельного фазового объема, взаимодействия в конечном состоянии n-n и взаимодействия в конечном состоянии t-n. Пунктирная кривая соответствует эффективности регистрации в зависимости от энергии ^5H , вычисленной для случая тройных p-t-n совпадений.

Необходимо отметить, что полученный в эксперименте спектр можно описать без привлечения реакции, приводящей к образованию ^4H , если предположить, что максимальный вклад в спектр дает заселение возбужденного состояния ^5H (дублет $3/2^+ - 5/2^+$) с максимумом сечения в районе 3-4 МэВ.

Очевидно, что упомянутых выше процессов не достаточно для того, чтобы описать спектр в области малых энергий ^5H . Толстая линия на рис. 3.2.1 является результатом подгонки экспериментального спектра с учетом пика с энергией 1.8 МэВ. Пик имеет ширину, сравнимую с величиной экспериментального разрешения ($\text{FWHM} = 400$ кэВ). Таким образом, мы предполагаем, что в эксперименте наблюдался резонанс ^5H с энергией 1.8 ± 0.1 МэВ над порогом распада $t+2n$.

Статистическая достоверность результата составляет около 2σ . Необычной особенностью этого состояния является его чрезвычайно малая ширина, сравнимая с величиной экспериментального разрешения. Вследствие малой статистики измерения может быть определена только верхняя граница ширины пика ~ 0.5 МэВ.

3.3. Обсуждение результатов.

Анализ данных, полученных в работе [Gol03], показал, что в реакции ${}^3\text{H}(t,p){}^5\text{H}$ имеет место особенность в спектре энергии ${}^5\text{H}$, которая не может быть описана одной из разновидностей континуума и, следовательно, ее можно интерпретировать как проявление основного состояния ${}^5\text{H}$ с энергией 1.8 МэВ над порогом распада $t+2n$. Статистическая достоверность результата составляет приблизительно 2 стандартных отклонения. Положение пика с энергией 1.8 МэВ находится в хорошем согласии с результатом работы [Kor01], в котором основное состояние ${}^5\text{H}$ наблюдалось с энергией 1.7 МэВ и шириной $\Gamma_{\text{obs}} = 1.9 \pm 0.4$ МэВ.

Особенностью этого пика является его чрезвычайно малая ширина, величина которой определяется экспериментальным разрешением. Из-за недостатка статистики был установлен только верхний предел ширины пика 0.5 МэВ. Этот результат может быть следствием необычайно малой ширины резонанса, соответствующего основному состоянию ${}^5\text{H}$. Однако, следует отметить, что причиной малой ширины наблюдаемого пика может быть также интерференция основного и возбужденного состояний ${}^5\text{H}$. Малая статистика не позволяет сделать определенный выбор между этими возможностями, однако версия, предполагающая, что узость пика является результатом интерференции, представляется более правдоподобной.

В теоретических работах также отсутствует согласие по поводу ширины основного состояния ${}^5\text{H}$. В работе [Phy99], посвященной изучению свойств резонансных состояний ${}^5\text{H}$ и ${}^5\text{He}$ в рамках алгебраической версии метода резонирующих групп, была получена зависимость ширины состояния $1/2^+ {}^5\text{H}$ от энергии этого состояния. Согласно этой работе, при энергии резонанса менее 2 МэВ ширина состояния варьируется от 0.3 до 0.8 МэВ в зависимости от значений параметров модели. В работе [Baz76] была предложена гипотеза о существовании

«резонансов второго рода», природа которых обусловлена не барьерами, замедляющими процесс распада, а многоканальным характером резонанса. Если резонанс образуется в результате взаимодействия различных каналов между собой, то благодаря множественным переходам между каналами задержка распада может оказаться довольно значительной.

Сечение реакции передачи двух нейтронов, которое приводит к возбуждению резонанса с энергией 1.8 МэВ, составляет 18 ± 10 мб/ср. Полученное значение сечения является средним по угловому диапазону, соответствующему аксептансу системы регистрации. Основной вклад в ошибку определения сечения вносили ошибки определения эффективности регистрации нейтронов. Полученное сечение приблизительно на порядок величины меньше сечения, полученного в результате вычислений методом DWBA. Отметим, что сечения, предсказанные DWBA для реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^2\text{He}){}^5\text{H}$ [Kor01], также приблизительно в 20 раз больше экспериментальных.

Как видно из Таблицы В.2, полученный результат находится в заметном противоречии с результатами большинства теоретических расчетов. Однако очевидно, что такая противоречивость характерна для ситуации в целом и практически любая экспериментальная работа, представленная в Таблице В.2, может быть охарактеризована таким же образом. С точки зрения теории очень привлекательным является качественное структурное сходство ${}^5\text{H}$ и ${}^6\text{He}$, которые в кластерной модели могут быть описаны как кор (тритон или α -частица) и два нейтрона в p -оболочке. В обоих случаях благодаря принципу Паули имеет место отталкивание в s -волне в подсистемах $t+n$ и $\alpha+n$ и притяжение в p -волне. Взаимодействие $t+n$ в p -состоянии слабее, чем $\alpha+n$, так что можно ожидать, что состояния ${}^5\text{H}$, аналогичные состояниям $0^+(g.s.)$ и $2^+(1.8 \text{ МэВ})$ в ${}^6\text{He}$, должны лежать выше в континууме. В этом случае, принимая во внимание спин тритона, основному состоянию ${}^5\text{H}$ должен быть приписан спин $J^\pi = 1/2^+$, а возбужденные состояния должны образовывать дублет $3/2^+$ и $5/2^+$. Расчеты, основанные на этом подходе, в некоторых работах [Shu00, Des01] дают энергию основного состояния ${}^5\text{H}$ в районе 3 МэВ, которая согласуется с результатом экспериментальной работы [Mei03], однако, как уже отмечалось в главе 1, измеренная в том же эксперименте позиция резонанса ${}^4\text{H}$ ($E_{\text{obs}} = 1.6 \text{ МэВ}$) не согласуется с энергией основного

состояния ${}^5\text{H}$ ($E_{\text{obs}} = 3 \text{ МэВ}$), поскольку, согласно той же кластерной модели, при энергии подсистемы ${}^4\text{H}$ 1.4-1.8 МэВ энергия ${}^5\text{H}$ должна быть гораздо меньше ($\sim 1.8 \text{ МэВ}$). Для того, чтобы подчеркнуть сложность задачи, стоящей перед теоретиками, можно также упомянуть результаты работы [Ara03], в которой в рамках кластерной модели была получена значительно меньшая энергия основного состояния ${}^5\text{H}$ $1/2^+$ 1.6 МэВ. В связи с этим можно предположить, что существующие на сегодняшний день расчеты структуры ${}^5\text{H}$ не являются окончательными и требуют уточнений.

Что касается работ [Kor01] и [Gol03] (с некоторыми оговорками, упомянутыми во введении, к ним может быть присоединена работа [You68]), в которых была получена энергия основного состояния ${}^5\text{H}$ 1.7-1.8 МэВ, отметим, что полученный в них результат согласуется с расчетами, сделанными в [Ara03] и расходится с результатами работ [Shu00] и [Des01]. Значение энергии основного состояния ${}^5\text{H}$ качественно согласуется с представлением, согласно которому энергия спаривания нейтронов должна понижать энергию ${}^5\text{H}$ по сравнению с энергией ${}^4\text{H}$ (напомним, что в нашей работе [Sid04] была получена энергия основного состояния ${}^4\text{H}$ 2^- $E_{\text{obs}} \sim 2.6 \text{ МэВ}$). Можно отметить по-крайней мере еще одно направление, на котором возможна попытка обоснования столь малой энергии основного состояния. Именно, можно предположить, что одной из причин, благодаря которым основное состояние ${}^5\text{H}$ может лежать ниже 2 МэВ, является наличие дополнительного притяжения в системе. Дополнительное притяжение, в свою очередь, может быть обусловлено пятительным происхождением резонанса и, следовательно, в этом случае его источник находится за рамками кластерной модели. Таковую возможность хорошо иллюстрирует пример таких ядер, как ${}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$. Как известно, кластерная модель не в состоянии воспроизвести значения энергии связи этих ядер. Для решения этой проблемы, в случае ${}^6\text{He}$, помимо канала $\alpha + n + n$, должен быть учтен канал $t + t$, связанный с разрушением кора ${}^6\text{He}$ [Cso93]. Специфическая структура основного состояния ${}^5\text{H}$ также могла бы стать причиной заметного расхождения экспериментальных и расчетных сечений образования ${}^5\text{H}$ в работах [Kor01] и [Gol03].

ГЛАВА 4.

ПОИСК ДОЛГОЖИВУЩЕГО ${}^7\text{H}$ В РЕАКЦИИ ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$.

4.1. Обоснование эксперимента.

Благодаря многотельному каналу распада расчет ширины основного состояния ${}^7\text{H}$ является весьма сложной теоретической проблемой. В настоящее время не существует общепринятого способа решения этой задачи. Из оценок энергии распада ${}^7\text{H}$, сделанных во введении, следует, что величина этой энергии должна сильно зависеть от значения энергии распада ${}^5\text{H}$. Полученные в работах [Kor01] и [Gol03] величины энергии основного состояния ${}^5\text{H}$ (1.7 и 1.8 МэВ) дают основания предполагать, что энергия распада ${}^7\text{H}$ может оказаться весьма низкой. Кроме этого, если распад ${}^7\text{H}$ происходит с одновременным испусканием 4-х нейтронов, ширина его основного состояния также может оказаться чрезвычайно малой.

В работе [Gol04] расчет ширины ${}^7\text{H}$ был выполнен в рамках модели «с источником» [Gri04] методом гипersферических гармоник. На рис. 4.1.1 показаны зависимости ширины состояния и времени его полураспада от энергии, полученные в результате этого расчета. Параметр k^{-1} , использованный в расчете, играет роль, аналогичную радиусу канала в R-матричной теории. Величина $k = 0.25 \text{ фм}^{-1}$ соответствует выбору реалистического радиуса 4 фм. Характеристики хорошо известного состояния $2^{+} {}^6\text{He}$ использовались для калибровки расчета. Из рис. 4.1.1 видно, что в случае ${}^6\text{He}$ ширина состояния 2^{+} может быть получена, если принять $k = 0.19 \text{ фм}^{-1}$, поэтому аналогичные зависимости для ${}^7\text{H}$ приведены для тех же двух значений $k = 0.19$ и 0.25 фм^{-1} .

Таким образом, из расчета, сделанного в рамках модели «с источником», следует, что благодаря необходимости испускать одновременно несколько частиц ширина основного состояния ${}^7\text{H}$ может оказаться достаточно малой при условии, если энергия его распада $E_{4n} < 2 - 3 \text{ МэВ}$. При энергии ниже 100 кэВ расчет дает ширину состояния около 10^{-12} МэВ , что соответствует времени жизни порядка 1 нс. Частица со столь большим временем жизни может быть зарегистрирована в результате прямого измерения и идентифицирована по ее положению на ΔE -E матрице. Попытка поиска долгоживущего ${}^7\text{H}$ была предпринята с использованием реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$.

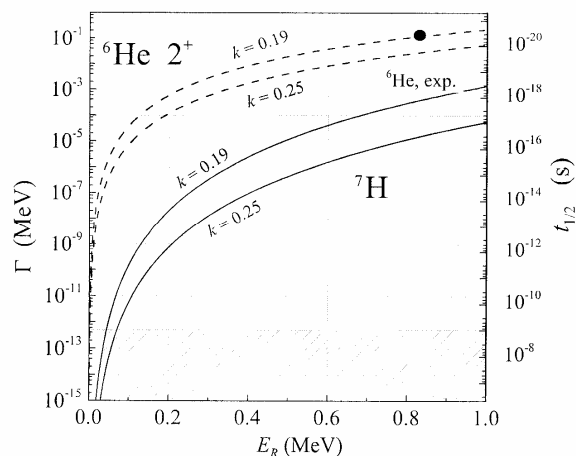


Рис. 4.1.1. Зависимость ширины основного состояния ${}^7\text{H}$ от энергии его распада.

4.2. Схема эксперимента.

Схема эксперимента по поиску долгоживущего ${}^7\text{H}$ методом его прямой регистрации в реакции срыва протона ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$, показана на рис. 4.2.1. Пучком ${}^8\text{He}$ с энергией 20.5 АМэВ облучалась криогенная мишень толщиной 5.6 см, заполненная жидким дейтерием. Входное и выходное окна ячейки были герметично закрыты фольгами из нержавеющей стали толщиной 20 мкм. Диаметр вторичного пучка ${}^8\text{He}$ на входном окне мишени составлял 15 мм (FWHM). Толщина мишени была выбрана таким образом, чтобы обеспечить полную остановку ядер пучка в мишени. В результате симуляции методом Монте-Карло возможных сопутствующих реакций было показано, что при толщине мишени 5.6 см из нее могли вылететь только продукты реакций с $Z = 1$, имеющие достаточно высокую энергию. После прохождения через входное окно мишени энергия ${}^8\text{He}$ было равна в среднем 153 МэВ. Порог реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H}){}^3\text{He}$ составляет приблизительно 87 МэВ. Таким образом, с учетом толщины мишени и величины энергетического порога реакции, реакция ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H}){}^3\text{He}$ могла иметь место при энергии налетающих частиц от 153 до 87 МэВ. С учетом энергетических потерь в мишени и в выходном окне, образованный в реакции ${}^7\text{H}$ мог быть зарегистрирован с энергией в диапазоне от 55 до 105 МэВ.

Телескоп, предназначенный для регистрации продуктов реакции, представлял собой сборку из четырех кремниевых стриповых детекторов толщиной 1 мм каждый и детектора полного поглощения. Расстояние от мишени до телескопа

было согласовано с размерами детекторов (60×60 мм²) таким образом, чтобы угловой аксептанс телескопа позволял зарегистрировать все частицы, вылетевшие из мишени. Детекторы миллиметровой толщины предназначались для измерения энергетических потерь $\Delta E_1 - \Delta E_4$ продуктов реакций. Для измерения остатка энергии E предназначался детектор полного поглощения относительно большой толщины. Величина остатка энергии могла варьироваться в диапазоне от 10 до 77 МэВ для ядер ${}^7\text{H}$, вылетевших из мишени. Измерения были проведены с двумя типами детектора полного поглощения. В первом случае использовался кремний-литиевый детектор толщиной 5 мм и во втором – сцинтиллятор CsI толщиной 13 мм.

Идентификация ядер пучка проводилась по ΔE -TOF корреляциям при помощи двух тонких пластиковых сцинтилляторов, расположенных перед мишенью. База измерения времени пролета составляла 7.85 м. Две многопроволочные пропорциональные камеры, также расположенные перед мишенью, позволяли с точностью 1.5 мм определять позицию налетающей частицы на мишени. Кроме этого, многопроволочные камеры использовались для мониторингирования пучка.

Полный интеграл ядер пучка, прошедших через мишень за все время эксперимента (около одной недели), составил $3.3 \cdot 10^9$ частиц.

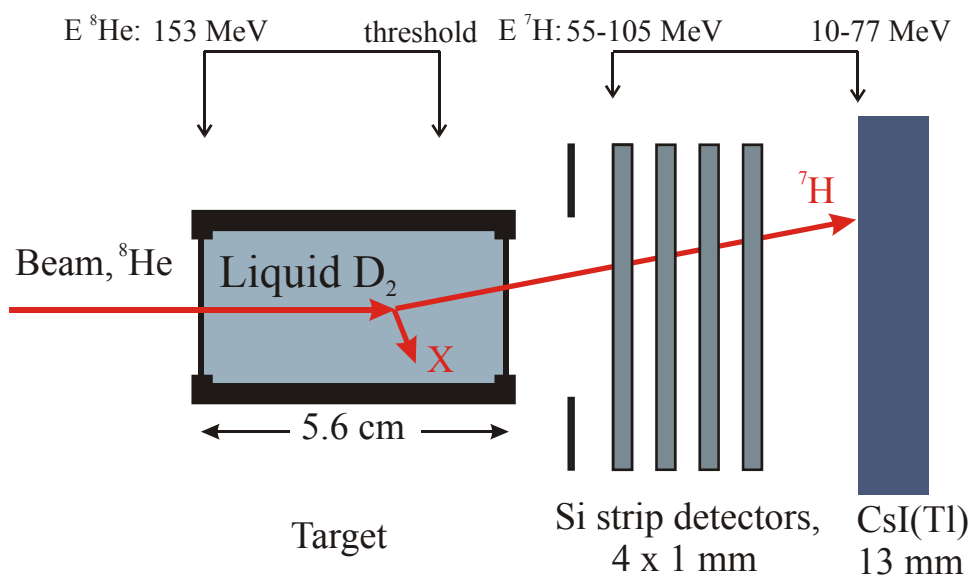


Рис. 4.2.1. Схема эксперимента по поиску долгоживущего ${}^7\text{H}$ в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$.

4.3. Результаты измерений.

Анализ данных, полученных в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$, включал в себя полную симуляцию эксперимента методом Монте-Карло. Вследствие ионизационных потерь в жидком дейтерии ядра пучка приобретали значение энергии, соответствующее порогу реакции (87 МэВ), на расстоянии от входного окна 3.2 см. Кинематика реакции и толщина мишени были таковы, что любое образованное в реакции ядро ${}^7\text{H}$, вылетающее из точки образования под углом, позволяющим ему вылететь из мишени, обладало достаточной энергией для того, чтобы достичь детектора полного поглощения. В результате долгоживущий ${}^7\text{H}$ мог быть идентифицирован с помощью каждой из четырех возможных комбинаций ΔE -E матриц. Эффективность регистрации вычислялась в предположении изотропного углового распределения реакции в системе цм.

На рис. 4.3.1 показана, в качестве примера, одна из идентификационных ΔE -E матриц, построенная для одного из четырех ΔE детекторов и сцинтиллятора CsI. Линиями на рисунке выделены области ожидаемых локусов для различных частиц. Энергетические потери частиц вычислялись при помощи программы SRIM. Показаны локусы для протонов, дейтронов, тритонов, ${}^7\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. На рисунке видны отдельные события в области между локусами ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Аналогично выглядели ΔE -E матрицы, построенные с использованием данных с остальных трех ΔE детекторов. Среди основных источников гладкого фона, которые могут приводить к появлению событий между локусами реальных частиц, можно выделить следующие:

1. случайные совпадения заряженных частиц, попавших в один телескоп;
2. наложения сигналов от нейтронов и γ -квантов в детекторе полного поглощения с сигналами, возникшими в результате регистрации заряженных частиц;
3. неполный светосбор в детекторе полного поглощения.

Мы проанализировали двумерные ΔE -E матрицы для каждого из четырех миллиметровых ΔE – детектора в сочетании как с кремниевым детектором, так и со сцинтиллятором CsI. В качестве основного признака того, что наблюдаемое событие может быть ассоциировано с регистрацией ${}^7\text{H}$, принималось попадание этого события в соответствующий локус на всех четырех ΔE -E матрицах. Размеры

локуса соответствуют величине 2σ экспериментального разрешения, определенного с помощью полной симуляции эксперимента методом Монте-Карло. Ни одно из наблюдавшихся в эксперименте событий не удовлетворяет этому условию. Принимая во внимание статистические отклонения, для оценки верхнего предела сечения, достигнутого в эксперименте, мы приняли регистрацию трех событий в локусах, соответствующих ${}^7\text{H}$. Вычисления эффективности регистрации с учетом реальных экспериментальных условий показали, что регистрация одного события образования ${}^7\text{H}$ отвечает величине сечения 1 нб/ср. Таким образом, можно сделать вывод, что установлен верхний предел сечения образования ${}^7\text{H}$ в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ 3 нб/ср для передней полусферы этой реакции.

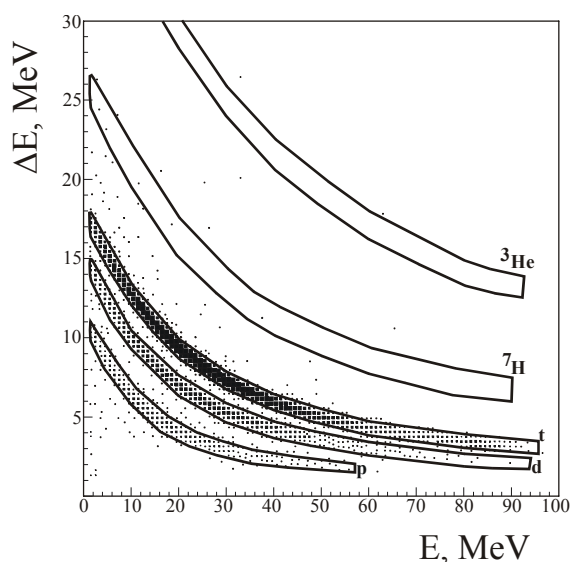


Рис. 4.3.1. Зависимость энергетических потерь частиц в одном из четырех ΔE детекторов от их энергии в детекторе полного поглощения E .

4.4. Обсуждение результатов.

Для оценки величины сечения реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ могут быть использованы данные, полученные в работе [Ter03], в которой изучалась аналогичная реакция ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, {}^3\text{He}){}^5\text{H}$. В этой работе было получено сечение образования основного состояния ${}^5\text{H}$, измеренное в угловом диапазоне $\text{цм } 20^\circ - 50^\circ$, ~ 5 $\mu\text{б/ср}$. Были проведены расчеты в рамках модели DWBA с использованием различных наборов модельных параметров для двух реакций: ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ и ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, {}^5\text{H})$. Хотя полученные абсолютные величины сечений сильно зависели от того, какой набор

параметров использовался при расчетах, отношение сечений, вычисленных для двух упомянутых реакций, оставалось практически постоянным. При оценке сечения следует принять во внимание возможность рассеяния ядра мишени на нейтронах гало, что может приводить к значительному уменьшению сечения. Фактор уменьшения сечения из-за передачи импульса нейтронам гало, полученный на основе данных работы [Kor01], принимался равным приблизительно тридцати. Таким образом, базируясь на известных данных, можно ожидать, что сечение образования ${}^7\text{H}$ в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ составляет величину порядка 100 – 150 нб/ср в диапазоне углов цм от 0° до 50° .

Поскольку верхний предел сечения, полученный в реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ (3 нб/ср), оказался в 30 - 50 меньше ожидаемого сечения, можно сделать вывод, что время жизни ${}^7\text{H}$ меньше величины, необходимой для того, что это ядро было зарегистрировано в телескопе. Следовательно, время жизни ${}^7\text{H}$ не превышает 1 нс. Этой величине, согласно результатам оценок, сделанных в рамках модели «с источником» (см. рис. 4.1.1), соответствует нижний предел энергии распада ${}^7\text{H}$ 50 – 100 кэВ.

ГЛАВА 5.

КВАЗИСВОБОДНОЕ РАССЕЯНИЕ НА СВЯЗАННЫХ ЧАСТИЦАХ В СИСТЕМАХ $t + t$ и $t + d$.

Механизм квазисвободного рассеяния (КСР) уже достаточно долгое время используется для изучения структуры ядра. Согласно современным представлениям о механизме КСР, вероятность этого процесса определяется энергией налетающей частицы и зависит от особенностей структуры исследуемого ядра. КСР реализуется в том случае, если одна из частиц во входном канале реакции, которой отводится роль зонда, благодаря большой энергии и малости длины волны, взаимодействует только с отдельными нуклонами или кластерами внутри изучаемого ядра. Интерпретация экспериментальных результатов базируется на приближении внезапного столкновения, основная идея которой заключается в том, что при больших энергиях налетающей частицы время, за которое происходит выбивание нуклона (кластера) из исходного ядра, настолько мало, что остаток ядра, называемый спектатором, не успевает заметить

произошедшей коллизии. Оказавшись в свободном состоянии, spectator сохраняет импульс, соответствующий волновой функции исходного ядра. Форма импульсного распределения спектатора является, с одной стороны, основным результатом измерения и, с другой стороны, основным признаком этого процесса. Естественно, что угловое распределение спектатора должно быть изотропным относительно цм исходного ядра, что является еще одним важным признаком квазисвободного процесса. Наиболее распространенным примером подобных исследований может служить реакция $(p,2p)$ или, другими словами, КСР налетающего протона на протоне, связанном в каком-либо исходном ядре. Регистрируя оба протона и анализируя отклонения их кинематических характеристик от кинематики свободного протон-протонного рассеяния, можно получить представление об импульсном распределении выбитого протона внутри исходного ядра. Диаграмма Фейнмана, соответствующая приближению внезапного столкновения, показана на рис. 5.1. В приведенном выше примере реакции $(p,2p)$ частицы x и p являются протонами, а спектатор s представляет собой остаток исходного ядра $t: A_t-1, Z_t-1$. Вершины диаграммы описываются волновой функцией исходной системы ψ_t и амплитудой рассеяния f_{p-x} .

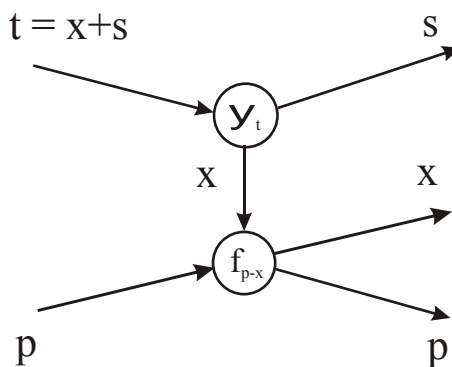


Рис. 5.1. Диаграмма Фейнмана, описывающая КСР частицы x , связанной в исходном ядре t , на частице p . Частица s является спектатором.

В нашем случае, как отмечалось в главах 2 и 3, КСР, наряду с ВКС, является одним из основных механизмов, конкурирующих с процессом образования ^4H . Однако наличие КСР при энергии налетающих тритонов 58 МэВ является достаточно необычным явлением, особенно когда речь идет о рассеянии на частицах, связанных в таких компактных ядрах, каким является тритон (энергия отделения нейтрона $S_n = 6.2$ МэВ). Поэтому КСР в данном случае представляет собой самостоятельный интерес. Необычность заключается в том, что вероятность

КСР связывается, как было отмечено выше, с длиной волны де Бройля λ , которая должна быть много меньше расстояния между нуклонами в ядре R_i : $\lambda \ll R_i$. Этим условием обеспечивается чувствительность измерения к структуре исследуемого ядра. Понятно, что это условие выполняется лучше при уменьшении длины волны, которая в случае бомбардирующего тритона зависит от энергии как $\lambda \approx 2.63 \cdot E_t^{-1/2}$ фм, где энергия тритонов измеряется в единицах МэВ. Тем не менее, в ряде работ были получены импульсные распределения спектатора, согласующиеся с их внутренним движением в ядре-мишени, при весьма малых энергиях налетающей частицы. Например, в работе [Nil69] наблюдалось КСР протона на нейтроне, связанном в дейтроне, при лабораторной энергии налетающих протонов 11 МэВ ($\lambda \approx 4.46 \cdot E_p^{-1/2}$ фм). Очевидно, что большое сечение КСР в данном случае обусловлено аномально большим радиусом дейтрона (3.8 фм [Gro74]). Поскольку большой радиус характерен также для экзотических ядер, обладающих гало, можно предположить, что КСР может быть использовано для изучения их структуры при относительно невысоких энергиях.

Поскольку данные, полученные в экспериментах по изучению резонанса ${}^4\text{H}$ в реакциях $t + d$ и $t + t$, содержали весьма значительную часть событий, отвечающих нейтронам, локализованным в области начала лабораторной системы координат, было сделано предположение, что эти события обязаны происхождением КСР налетающего тритона на заряженной частице, связанной в мишенном тритоне или дейтроне. При этом спектатором в обоих случаях является нейтрон. В связи с этим возникла возможность сравнить характеристики КСР, в котором участвуют ядра, которые значительно отличаются энергией отделения спектатора ($S_n = 6.2$ МэВ для тритона и $S_n = 2.2$ МэВ для дейтрона). Попытка подобного сравнения была предпринята в работе [Sla77], однако в ней сравнивались параметры модели Simple Impulse Approximation, которая, согласно выводам самих же авторов, не в состоянии описать экспериментальные данные.

В двух следующих разделах изложены результаты анализа экспериментальных данных, полученных в реакциях ${}^2\text{H}(t,pt)$ и ${}^3\text{H}(t,dt)$ с использованием широкоапертурной системы регистрации, и представлено обсуждение этих результатов.

5.1. Результаты эксперимента.

В настоящей работе мы изучали реакции ${}^2\text{H}(t,pt)$ и ${}^3\text{H}(t,dt)$ в двух экспериментах с использованием жидких тритиевой и дейтериевой мишеней и первичного пучка тритонов с энергией 58 МэВ. Измерение углов и энергий двух совпадающих заряженных частиц из трех в выходном канале обеспечило условия кинематически полного эксперимента, т.е. угол и энергия ненаблюдаемого спектатора (нейтрона) могли быть вычислены исходя из измеренных кинематических параметров зарегистрированных частиц. Детали экспериментов подробно описаны в второй главе.

Поскольку в обоих экспериментах спектатор изначально связан в мишенном ядре, основной характеристикой КСР является распределение лабораторных импульсов нейтрона. На рис. 5.1.1 для реакций ${}^2\text{H}(t,pt)$ (рис. 5.1.1(а)) и ${}^3\text{H}(t,dt)$ (рис. 5.1.1(б)) показаны двумерные распределения лабораторных импульсов нейтронов в плоскости, проходящей через центральные точки детекторов и совпадающей с осью пучка. Эту плоскость мы будем называть плоскостью измерения. Таким образом, зарегистрированное совпадение тритона и протона (дейтрона) на рис. 5.1.1(а,б) представлено двумя проекциями полного импульса нейтрона, лежащими в плоскости измерения. Положительное направление оси P_n^x совпадает с направлением пучка. Система координат выбрана таким образом, что полярный угол вылета нейтрона в лабораторной системе координат φ_n отсчитывается от направления пучка и лежит в плоскости измерения. Ось P_n^y направлена от центра тритонного телескопа к центру протонного телескопа, так что положительная проекция P_n^y соответствует полусфере, в которой был зарегистрирован протон ($0^\circ < \varphi_n < 180^\circ$), а отрицательная – полусфере регистрации тритона ($180^\circ < \varphi_n < 360^\circ$). Область наблюдаемых событий ограничена аксептансом системы регистрации.

Рис. 5.1.1 практически аналогичен рисункам 2.2.4 и 2.4.1(а) с той лишь разницей, что импульсы нейтрона вычислены не в системе цм ${}^4\text{H}$, а в лабораторной системе, и спроецированы не на плоскость реакции, а на плоскость измерения. На рисунке 5.1.1(а) видны локусы, соответствующие процессам, наблюдавшимся в выходном канале p-t-n: взаимодействие в конечном состоянии n-p (ВКС_{np}), распад ${}^4\text{H}$ и, в области нуля лабораторной системы координат, - КСР тритона на протоне,

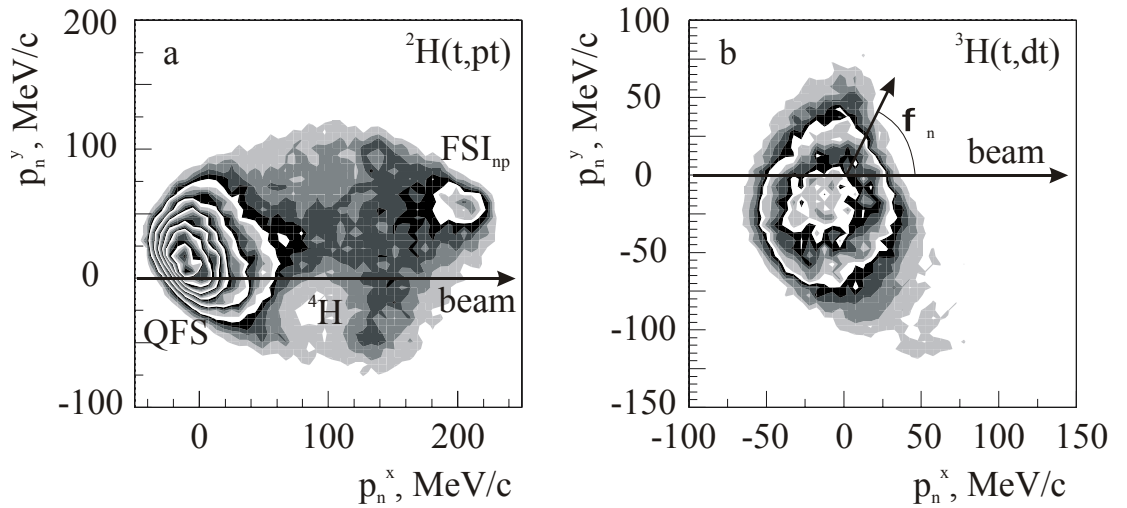


Рис. 5.1.1. Распределение импульсов нейтронов в плоскости измерения для реакций а) $^2\text{H}(t,pt)$ и б) $^3\text{H}(t,dt)$.

связанном в дейтроне. В случае реакции $^3\text{H}(t,pt)$ (рис. 5.1.1(б)) имеет место наложение двух процессов: образование ^4H в реакции однонуклонной передачи $^3\text{H}(t,d)^4\text{H}$ и КСР налетающего тритона на дейтроне, связанном в мишенном тритоне. Рисунок 5.1.2 поясняет принятые обозначения углов на примере реакции $^2\text{H}(t,pt)$. В случае реакции $^3\text{H}(t,dt)$ протон заменяется на дейтрон.

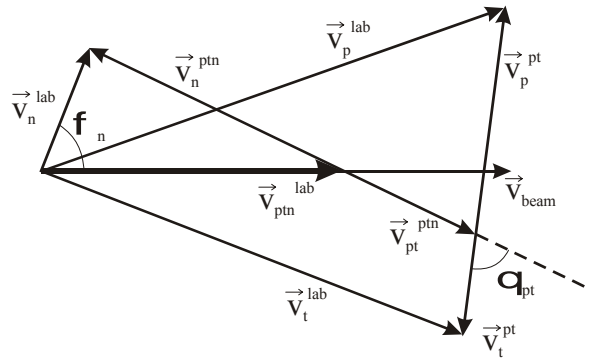


Рис. 5.1.2. Диаграмма скоростей для реакции $^2\text{H}(t,pt)$.

На рис. 5.1.3 показаны распределения полного лабораторного импульса нейтрона для различных лабораторных углов нейтрона, полученные в реакции $^2\text{H}(t,pt)$. По оси ординат отложено двойное дифференциальное сечение, усредненное по телесному углу $\Delta\Omega_{pt}$, величина которого определяется аксептансом системы регистрации. Угол ϑ_{pt} представляет собой угол КСР в системе цм p-t. Спектры скорректированы с учетом эффективности регистрации. Сравниваются импульсные распределения при таких углах φ_n , при которых аксептанс системы

регистрации не ограничивает наблюдаемое импульсное распределение до 150 МэВ/с. В области, соответствующей углам $90^\circ < \varphi_n < 270^\circ$, как для дейтериевой, так и для тритиевой мишеней, происходит резкий рост числа событий при увеличении импульса нейтрона, что соответствует уменьшению относительной энергии в системах p-t и d-t. В обоих случаях максимум распределения находится вне пределов аксептанса системы регистрации и соответствующие состояния α – частицы и ^5He не наблюдаются.

Полученные в том же эксперименте энергия резонанса ^4H $E_{\text{reses}} = 3.05$ МэВ и приведенная ширина $\gamma^2 = 3.03$ МэВ используются при анализе полученных спектров. При описании вклада ВКС_{np} использовалось стандартное выражение для амплитуды n-p рассеяния с длиной рассеяния $a_{np} = -23.7$ фм (см. раздел 2.2). Для описания импульсного распределения, отвечающего внутреннему движению нейтронов в дейтроне использовался квадрат Фурье-преобразования волновой функции Хюльтена (Hulthén)

$$f(r) \propto (e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}) \frac{1}{r} \quad 5.1.1$$

где $\gamma = \sqrt{2\mu S_n}$, S_n – энергия отделения нейтрона, μ – приведенная масса, $\beta = 1.202$ фм⁻¹. В случае тритона также может быть использовано выражение 5.1.1, которое для импульсного распределения нейтронов дает результат, очень близкий к результатам вычислений с использованием волновой функции Ирвина-Ганна (Irving-Gunn) для ^3H и ^3He [Sla77]. Фурье-преобразование волновой функции 5.1.1 приводит к следующему выражению, которое определяет форму импульсного распределения нейтрона в исходном ядре

$$\begin{aligned} \phi(k) &\propto \int_V \frac{e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}}{r} \cdot e^{-i\vec{k}\vec{r}} dV \propto \int_0^\infty \frac{e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}}{r} \cdot r^2 dr \int_0^\pi e^{ikr \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta \propto \\ &\propto \frac{1}{k} \cdot \int_0^\infty (e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}) \cdot \sin kr \cdot dr = \left(\frac{1}{\gamma^2 + k^2} - \frac{1}{\beta^2 + k^2} \right) \end{aligned} \quad 5.1.2$$

В результате выражение для распределения по полному импульсу спектатора имеет следующий вид

$$|\phi(k)|^2 d\vec{k} \propto \left(\frac{1}{k^2 + \gamma^2} - \frac{1}{k^2 + \beta^2} \right)^2 d\vec{k} \quad 5.1.3$$

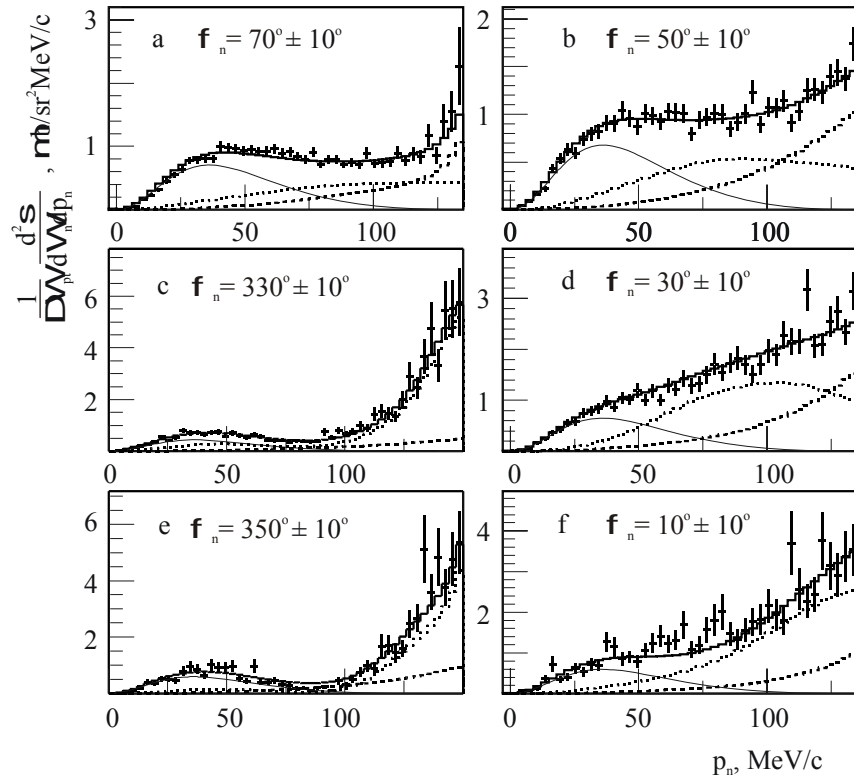


Рис. 5.1.3. Импульсные распределения нейтрона в лабораторной системе координат для реакции $^2\text{H}(t,pt)$ для различных лабораторных углов φ_n нейтрона. Штриховая и точечная линии отвечают вкладу ВКС_{нр} и ^4H соответственно. Тонкая сплошная линия соответствует Фурье-преобразованию волновой функции дейтрона. Толстая сплошная линия отвечает сумме всех вкладов.

Тонкая сплошная линия на рис. 5.1.3 соответствует выражению 5.1.3, модифицированному путем введения радиуса обрезания. Смысл и следствия этой модификации обсуждаются ниже. Штриховая и точечная линии были получены в результате симуляций, соответственно, ВКС_{нр} и ^4H . Толстая сплошная линия отвечает сумме всех процессов. Симуляция реакции $t+d \rightarrow \alpha^*+n$ с образованием возбужденных состояний α -частицы 2^- , 1^- , 0^- с энергиями ниже порога регистрации (~ 5 МэВ) показали, что в окрестности нуля лабораторной системы координат формы распределения лабораторных импульсов нейтронов в диапазоне углов $0^\circ < \varphi_n < 80^\circ$, $280^\circ < \varphi_n < 360^\circ$ и импульсов $p_n < 150$ МэВ/с для этого процесса и ВКС_{нр} практически идентичны.

Все спектры, за исключением показанного на рис. 5.1.3(е), могут быть описаны как сумма трех упомянутых компонентов, один из которых соответствует импульсному распределению внутреннего движения нейтрона в дейтроне. Как видно из рис. 5.1.3(е), угловой диапазон вылета нейтрона от 340° до 360° отвечает наиболее благоприятным условиям для выделения КСР: вклад конкурирующих

процессов в области до 80 МэВ/с – минимален, в связи с чем возможен более детальный анализ. На левой панели рис. 5.1.4 показано то же импульсное распределение нейтрона для реакции ${}^2\text{H}(t,pt)$ ($\phi_n = 350^\circ \pm 10^\circ$) в более удобном масштабе. Для сравнения на правой панели того же рисунка показано импульсное распределение нейтрона для реакции ${}^3\text{H}(t,dt)$ в угловом диапазоне $\phi_n = 310^\circ \pm 10^\circ$, который также был выбран исходя из соображений минимизации вкладов конкурирующих процессов. Как для реакции ${}^2\text{H}(t,pt)$, так и для реакции ${}^3\text{H}(t,dt)$ выражение 5.1.2 дает значительно более широкое импульсное распределение нейтронов. Этот эффект известен по исследованиям КСР в системе $p + d$. Поскольку большие импульсы спектатора отвечают внутренней области ядра, для описания узких распределений в качестве нижнего предела интегрирования при Фурье-преобразовании волновой функции может быть введен радиус обрезания, исключаяющий из процесса КСР внутреннюю часть волновой функции [Pai70]. После интегрирования по углу θ выражения 5.1.2 волновая функция в импульсном представлении приводится к следующему виду

$$\begin{aligned} \phi(k) &\square \int_{R_c}^{\infty} (e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}) \cdot (e^{ikr} - e^{-ikr}) dr = \\ &= \frac{1}{ik} \cdot \left[\frac{e^{-(\gamma-ik)R_c}}{\gamma-ik} - \frac{e^{-(\gamma+ik)R_c}}{\gamma+ik} - \frac{e^{-(\beta-ik)R_c}}{\beta-ik} + \frac{e^{-(\beta+ik)R_c}}{\beta+ik} \right] \end{aligned} \quad 5.1.3$$

Эта процедура подразумевает, что полученное в результате импульсное распределение спектатора соответствует КСР на хвосте волновой функции, отвечающей поверхности ядра. После соответствующих преобразований получается следующее выражение для распределения по полному импульсу нейтрона

$$|\phi(k)|^2 d\vec{k} \square \left[\frac{e^{-\gamma R_c}}{k^2 + \gamma^2} \left(\frac{\gamma}{k} \sin kR_c + \cos kR_c \right) - \frac{e^{-\beta R_c}}{k^2 + \beta^2} \left(\frac{\beta}{k} \sin kR_c + \cos kR_c \right) \right]^2 d\vec{k} \quad 5.1.4$$

Спектры на рис. 5.1.3, за исключением приведенного на панели «е», описываются с использованием выражения 5.1.4 с радиусом обрезания от 0 до 5 фм практически без ухудшения χ^2 путем незначительных, в пределах погрешности 30%, вариаций вкладов ВКС_{np} и ${}^4\text{H}$. В результате наличие процесса, отличного от образования ${}^4\text{H}$ и ВКС_{np}, вполне однозначно устанавливается по форме импульсного распределения в области малых значений импульса, но полная форма

этого распределения остается неясной из-за преобладания конкурирующих процессов. Спектр на рис. 5.1.3(е) и спектры на рис. 5.1.4 соответствуют уже вполне определенному значению радиуса. Точечная, сплошная и пунктирная линии на рис. 5.1.4 соответствуют сумме вкладов ВКС_{np} (для дейтрона), ⁴H и КСР с радиусами обрезания, соответственно, 2, 3 и 4 фм. Наилучшая подгонка соответствует $R_c = 4 \pm 1$ фм для дейтрона и $R_c = 2.9 \pm 0.5$ фм для тритона.

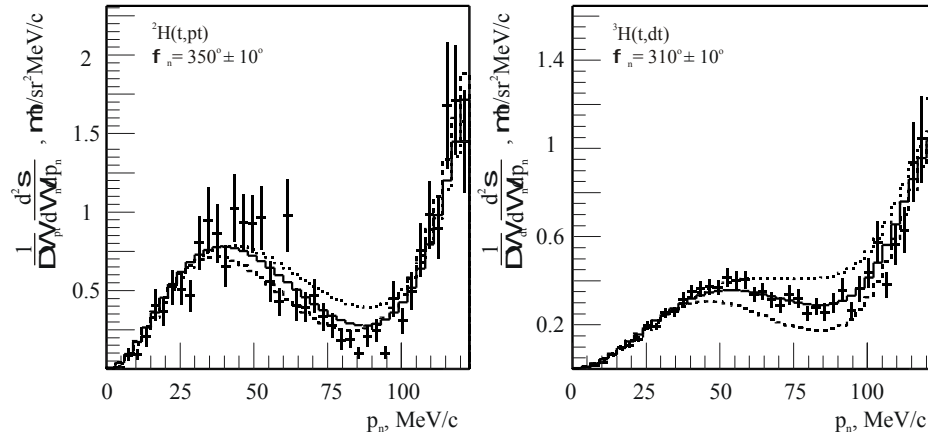


Рис. 5.1.4. Импульсные распределения нейтронов для реакций ²H(t,pt) и ³H(t,dt). Точечная, сплошная и пунктирная линии соответствуют сумме вкладов ВКС_{np}, ⁴H и КСР с радиусами обрезания, соответственно, 2, 3 и 4 фм.

Двойные дифференциальные сечения КСР, проинтегрированные по импульсу спектрометра, составляют $d^2\sigma/d\Omega_{pt}d\Omega_n = 16.3 \pm 4.9$ мб/ср² для КСР тритона на связанном протоне и $d^2\sigma/d\Omega_{dt}d\Omega_n = 14.4 \pm 4.3$ мб/ср² для КСР тритона на связанном дейтроне. Приведенные значения сечений усреднены по углам КСР ϑ_{pt} и ϑ_{dt} в диапазоне от 105° до 145°. Ошибки получены для лабораторных углов вылета нейтрона $\varphi_n = 350^\circ \pm 10^\circ$ для КСР t+p и $\varphi_n = 310^\circ \pm 10^\circ$ для КСР t+d, при которых вклад конкурирующих процессов минимален. Для других углов в диапазоне $0^\circ < \varphi_n < 90^\circ$ и $270^\circ < \varphi_n < 360^\circ$ средние значения сечений остаются такими же, но ошибка определения сечения возрастает до 50%. В угловом диапазоне $90^\circ < \varphi_n < 270^\circ$ сечения не могут быть определены из-за ограничений аксептанса системы регистрации.

5.2. Обсуждение полученных данных.

В результате изучения импульсных и угловых распределений нейтронов в реакциях ${}^2\text{H}(t,pt)$ и ${}^3\text{H}(t,dt)$ было установлено наличие механизма КСР налетающего тритона на заряженных частицах (протон или дейтрон), связанных в исходных мишенных ядрах (соответственно, дейтрон или тритон) при лабораторной энергии налетающего тритона 58 МэВ. Форма импульсного распределения нейтронов соответствует волновой функции внутреннего движения нейтронов в дейтроне и тритоне с учетом радиуса обрезания, исключающего из процесса КСР внутреннюю область ядра. Значения радиусов составляют 4 ± 1 фм и 2.9 ± 0.5 фм для дейтрона (реакция ${}^2\text{H}(t,pt)$) и тритона (реакция ${}^3\text{H}(t,dt)$) соответственно. Хотя с учетом экспериментальных ошибок эти величины следует считать совпадающими, можно отметить, что средние значения радиусов согласуются с соответствующими величинами характерной длины $R = \hbar / \gamma = \hbar / \sqrt{2\mu S_s}$ (S_s – энергия отделения спектатора), характеризующей скорость убывания волновой функции в точке сшивки внутреннего и внешнего решений уравнения Шредингера. Характерная длина принимает значения 4.3 фм в случае дейтрона и 2.2 фм в случае тритона. Введение радиуса обрезания свидетельствует о периферийном характере КСР как для протона, связанного в дейтроне, так и для дейтрона, связанного в тритоне.

В передней, по направлению пучка, полусфере вылета нейтрона угловые распределения нейтронов являются изотропными. В задней полусфере форма импульсного распределения в нашем случае не может быть определена из-за ограничений аксептанса системы регистрации. Значения двойных дифференциальных сечений КСР, проинтегрированных по импульсу спектатора, с учетом соответствующих радиусов обрезания, составляют $d^2\sigma / d\Omega_{pt} d\Omega_n = 16.3 \pm 4.9$ мб/ср² и $d^2\sigma / d\Omega_{dt} d\Omega_n = 14.4 \pm 4.3$ мб/ср² для реакций ${}^2\text{H}(t,pt)$ и ${}^3\text{H}(t,dt)$ соответственно. Приведенные значения сечений усреднены по углам КСР ϑ_{pt} и ϑ_{dt} в диапазоне от 105° до 145° и получены для передней полусферы лабораторных углов нейтрона φ_n . Для того, чтобы получить угловые распределения КСР $d\sigma / d\Omega_{pt}$ и $d\sigma / d\Omega_{dt}$, двойные дифференциальные сечения должны быть проинтегрированы по углу φ_n . Однако эта тривиальная операция при малых энергиях осложнена следующими обстоятельствами. В угловом диапазоне $90^\circ < \varphi_n < 270^\circ$ импульсное

распределение спектатора должно значительно отличаться от распределения в передней полусфере из-за того, что значение лабораторного импульса нейтрона ограничено некоторой максимальной величиной P_{lim} , зависящей от угла вылета нейтрона и от полной энергии в системе цм E_{CM} (см. рис. 5.1.2). Импульс нейтрона, равный P_{lim} , означает, что нейтрон уносит максимально возможную энергию в системе цм, в то время как в оставшейся системе (p-t или d-t) энергия относительного движения равна нулю. При энергии $E_{CM} \sim 20$ МэВ эти ограничения незначительны, если нейтрон вылетает в переднюю полусферу и весьма значительны при углах φ_n , близких к 180° . На сегодняшний день проявления КСР в условиях сильных кинематических ограничений абсолютно не изучены. Можно только предположить, что форму импульсного распределения спектатора в области $90^\circ < \varphi_n < 270^\circ$ должен определять фактор фазового объема. По этим причинам двойное дифференциальное сечение может быть проинтегрировано по углу φ_n только в передней полусфере. В результате этой операции было получено равномерное угловое распределение $d\sigma/d\Omega_{pt}$ и $d\sigma/d\Omega_{dt}$ в диапазоне углов ϑ_{pt} и ϑ_{dt} от 105° до 145° .

Еще одна кинематическая особенность КСР, проявляющаяся при углах спектатора $\varphi_n \sim 180^\circ$, также связана с тем, что в этом направлении значение P_{lim} минимально (около 60 МэВ/с для реакции $^2\text{H}(t,pt)$ и около 90 МэВ/с для реакции $^3\text{H}(t,dt)$). Эта область частично находится в пределах аксептанса системы регистрации. Лабораторным импульсам, близким к P_{lim} , соответствуют большие значения импульса в системе цм и, следовательно, малые энергии относительного движения регистрируемых частиц E_{p-t} и E_{d-t} . В области малых энергий, как правило, можно ожидать резонансного увеличения сечения, если в соответствующей системе (p-t или d-t) существуют нуклонно-нестабильные возбужденные состояния. В результате имеет место наложение двух кинематически идентичных процессов (КСР и реакции передачи протона (дейтрона) с образованием возбужденного состояния ^4He (^5He)), разделение которых является достаточно сложной задачей.

При описании КСР, как правило, используется модель Simple Impulse Approximation (SIA), в которой волна, рассеянная на ядре-мишени, является суммой волн, рассеянных на свободных частицах, составляющих исходное ядро.

Согласно SIA величина сечения КСР определяется, в частности, величиной сечения соответствующего свободного рассеяния [Pai70, Sla77]

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_x dE_p} = |\phi(p_s)|^2 \cdot (Kinematic_Factor) \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{free} \quad 5.2.1$$

Эта модель часто используется при описании экспериментальных результатов, полученных при средних и малых энергиях. Однако попытки получить абсолютные значения сечений при помощи SIA, как правило, приводят к сильно завышенным результатам. В связи с выражением 5.2.1 нужно отметить, что в случае, когда энергия налетающей частицы сопоставима с энергией внутреннего движения частиц, составляющих исходное ядро, прямое сравнение сечений свободного рассеяния и КСР становится в принципе проблематичным, поскольку для КСР энергия в системе цм рассеянных частиц варьируется в широком диапазоне в зависимости от импульса нейтрона и угла его вылета (см. рис. 5.1.1 и 5.1.2)

$$E_{p-x} = E_{CM} + Q - E_{s-px}(p_s, \vartheta_s) \quad 5.2.2$$

Например, в конкретном случае реакции ${}^2\text{H}(t,pt)$ при энергии в системе цм входного канала около 20 МэВ энергия КСР, т.е. энергия относительного движения налетающей и рассеивающей частиц, может быть равной нулю и ограничена сверху только значением E_{CM} . В частности, нулевая энергия КСР соответствует случаю, когда налетающая частица и рассеивающая частица, связанная в ядре мишени, движутся с равными скоростями в одном направлении. Изменение энергии КСР, связанное с изменением вектора импульса внутреннего движения спектатора, должно приводить к изменению абсолютных сечений, а также формы углового распределения КСР, поэтому противоречие между экспериментальными данными и оценками, сделанными согласно выражению 5.2.1, не должно являться неожиданностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате экспериментов по изучению реакций ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ и ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$ методом недостающей массы было получено значение энергии основного состояния ${}^4\text{H}$ ($J^\pi = 2^-$). Детальный анализ конкурирующих процессов, ставший возможным благодаря использованию системы регистрации большого аксептанса, позволил выделить область, в которой вклад континуума в спектр энергии ${}^4\text{H}$ был

минимальным. Было показано, что основными процессами, конкурирующими с образованием ${}^4\text{H}$, являются взаимодействия в конечном состоянии между различными парами частиц в выходном канале, а также квазисвободное рассеяние налетающего тритона на заряженной частице, связанной в мишенном ядре. Также было показано, что наиболее благоприятные условия для анализа спектров ${}^4\text{H}$ в указанных выше реакциях при энергии в системе цм около 20 МэВ обеспечиваются при регистрации высокоэнергичных нейтронов. В этом случае вклад конкурирующих процессов является пренебрежимо малым. В результате одновременной подгонки трех спектров, полученных в измерениях ${}^2\text{H}(\text{t},\text{pt})$, ${}^2\text{H}(\text{t},\text{pn})$ и ${}^3\text{H}(\text{t},\text{dn})$, были найдены резонансные параметры основного состояния ${}^4\text{H}$: $E_{\text{res}} = 3.05 \pm 0.19$ МэВ, $\gamma^2 = 3.03 \pm 0.65$ МэВ и $\Gamma_{\text{obs}} = 4.18 \pm 1.02$ МэВ. Полученные значения хорошо согласуются с величинами энергии и ширины основного состояния 2^- , полученными в результате зарядово-симметричного отражения R-матрицы для ${}^4\text{Li}$. Были найдены энергия и ширина полюса S-матрицы, соответствующие основному состоянию ${}^4\text{H}$: $E_0 = 1.99 \pm 0.37$ МэВ и $\Gamma_0 = 2.85 \pm 0.30$ МэВ. Дифференциальные сечения заселения основного состояния ${}^4\text{H}$ в реакциях ${}^2\text{H}(\text{t},\text{p})$ и ${}^3\text{H}(\text{t},\text{d})$ составляют, соответственно 1.8 ± 0.7 мб/ср и 1.1 ± 0.3 . Угловое распределение реакции ${}^2\text{H}(\text{t},\text{p})$ является равномерным в угловом диапазоне цм от 36° до 50° .

В реакции ${}^3\text{H}(\text{t},\text{p})$ были получены спектры недостающей массы ${}^5\text{H}$. Показано, что при регистрации только заряженных частиц преобладание континуума в спектре является абсолютным и выделение резонанса ${}^5\text{H}$ невозможно в связи с малым сечением его образования. Регистрация нейтронов позволяет существенно подавить конкурирующие процессы и полученный в результате спектр энергии ${}^5\text{H}$ демонстрирует пик с энергией 1.8 ± 0.1 МэВ, который не может быть описан с помощью симуляций процессов, возможных в выходном канале p-t-n-n. Энергия 1.8 МэВ практически совпадает со значением энергии основного состояния $1/2^+ {}^5\text{H}$, полученным в реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^2\text{He}){}^5\text{H}$ в работе [Kor01]. Это значение согласуется с результатами теоретических расчетов, сделанных в рамках кластерной модели [Ara03] и методом гиперсферических гармоник [Tim02] в пятительном подходе. Верхняя граница ширины пика с энергией 1.8 МэВ составляет приблизительно 0.5 МэВ, что сравнимо с величиной экспериментального разрешения. Малая ширина пика предположительно является результатом интерференции амплитуд,

отвечающих заселению основного и возбужденного состояний ${}^5\text{H}$. Получено указание на возможность заселения возбужденного состояния ${}^5\text{H}$ с энергией около 3.5 МэВ из дублета $5/2^+ - 3/2^+$. Сечение образования основного состояния ${}^5\text{H}$ составляет 18 ± 10 мб/ср. Эта величина приблизительно на порядок меньше расчетного значения, полученного в результате вычислений в рамках метода DWBA. Такое же расхождение расчетных и экспериментальных сечений имеет место в реакции ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^2\text{He}){}^5\text{H}$. Принимая во внимание значения параметров резонанса, полученные в работах [Kor01] и [Gol03], можно предположить, что это расхождение может быть связано со специфической структурой основного состояния ${}^5\text{H}$, выходящей за рамки трехтельной модели.

В реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ была предпринята попытка поиска метастабильного состояния ${}^7\text{H}$. Структура ${}^7\text{H}$ предполагает весьма экзотический распад этой системы на 5 частиц, что может привести к значительной задержке распада. Кроме этого, аномалия в систематике энергий связи изотопов гелия позволяет предположить аналогичное поведение энергии связи для изотопов водорода. Это означает, что энергия связи ${}^7\text{H}$ может оказаться весьма малой. Теоретические расчеты, выполненные в рамках модели «с источником», предсказывают значительное уменьшение ширины состояния ${}^7\text{H}$ с уменьшением его энергии. Согласно расчетам, при энергии ${}^7\text{H}$ ниже 100 кэВ время жизни этой системы составляет около 1 нс. Такое долгоживущее ядро, при условии его образования, может быть зарегистрировано и идентифицировано стандартным образом по соотношению ионизационные потери – энергия. В эксперименте с использованием реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^7\text{H})$ событий, отвечающих образованию долгоживущего ${}^7\text{H}$, зарегистрировано не было. Верхний предел сечения образования ${}^7\text{H}$, полученный в данной реакции, составляет 3 нб/ср, что в 30-50 раз меньше ожидаемого сечения, полученного в результате расчетов методом DWBA. При оценке ожидаемого сечения также принималась во внимание возможность рассеяния ядра мишени на нейтронах гало, что может приводить к значительному уменьшению сечения. Результатом измерения является определение верхнего предела времени жизни ${}^7\text{H}$, равного 1 нс. Этой величине, согласно результатам оценок, сделанных в рамках модели «с источником», соответствует нижний предел энергии распада ${}^7\text{H}$ 50 – 100 кэВ.

В экспериментах по изучению реакций ${}^2\text{H}(t,pt)$ и ${}^3\text{H}(t,dt)$ было установлено, что существенный вклад в выходные каналы $t-p-n$ и $d-t-n$, соответственно, вносят процессы квазисвободного рассеяния бомбардирующего тритона на нуклонах, связанных в мишенных ядрах. Были получены распределения импульсов спектатора, которым в случае обеих реакций являлся нейтрон, и показано, что эти распределения могут быть описаны волновой функцией соответствующего ядра мишени в импульсном представлении. Экспериментальные распределения импульсов являются заметно более узкими по сравнению с распределениями, полученными в результате Фурье-преобразования соответствующей волновой функции. Полное соответствие эксперимента и модели было получено путем введения радиуса обрезания R_c [Pai70] в качестве нижнего предела интегрирования при Фурье-преобразовании волновой функции. Величины радиусов обрезания для протона, связанного в дейтроне, и дейтрона, связанного в тритоне, сопоставимы с размерами соответствующего исходного ядра и составляют, соответственно, $R_c = 4 \pm 1$ фм и $R_c = 2.9 \pm 0.5$ фм. Необходимость учета радиуса обрезания, исключаяющего из процесса КСР внутреннюю область ядра, является свидетельством того, что при малых и средних энергиях квазисвободное рассеяние происходит на поверхности ядра. Сечения этих процессов для рассеяния тритоне на протоне и дейтроне, измеренные в одном и том же диапазоне углов цм , оказались весьма близкими (16.3 мб/ср^2 и 14.4 мб/ср^2) несмотря на значительное различие энергий связи протона в дейтроне (-2.2 МэВ) и дейтрона в тритоне (-6.3 МэВ).

На защиту выносятся следующие результаты:

- По результатам экспериментов, в которых изучалось резонансное состояние ${}^4\text{H}$ в реакциях передачи ${}^2\text{H}(t,p){}^4\text{H}$ и ${}^3\text{H}(t,d){}^4\text{H}$, впервые был проведен комплексный анализ основных процессов в зарегистрированном выходном канале. В результате были определены наиболее оптимальные условия выделения резонанса и получены параметры основного состояния $J^\pi = 2^-$ $E_{\text{res}} = 3.05 \text{ МэВ}$ и $\gamma^2 = 3.03 \text{ МэВ}$;
- Впервые экспериментально установлены энергия и ширина полюса S -матрицы, соответствующие основному состоянию ${}^4\text{H}$: $E_0 = 1.99 \text{ МэВ}$ и $\Gamma_0 = 2.85 \text{ МэВ}$;

□ В результате эксперимента по изучению реакции передачи двух нейтронов ${}^3\text{H}(t,p){}^5\text{H}$ получено значение энергии основного ($J^\pi = 1/2^+$) состояния ${}^5\text{H}$ 1.8 МэВ. Также получены данные, указывающие на возможность существования возбужденного состояния, принадлежащего к дублету $3/2^+, 5/2^+$ с энергией около 3 – 4 МэВ;

□ В реакции ${}^2\text{H}({}^8\text{He},t){}^7\text{H}$ получена оценка верхнего предела времени жизни ядра ${}^7\text{H}$ – 1 нс. Измерения были проведены на уровне сечения, рекордном для экспериментов с использованием вторичных пучков. Установленный в результате эксперимента верхний предел сечения образования долгоживущего изотопа водорода ${}^7\text{H}$ составляет 3 нб/ср. Полученный верхний предел времени жизни, согласно оценкам, сделанным в рамках «модели с источником», соответствует нижнему пределу энергии распада ${}^7\text{H}$ 50 - 100 кэВ;

□ Впервые проведено детальное изучение процессов квазисвободного рассеяния тритона на протоне и дейтроне, связанных, соответственно, в дейтроне и тритоне при энергии в системе цм около 20 МэВ. Получены значения радиусов взаимодействия и показано, что при этих энергиях квазисвободное рассеяние является периферийным процессом. Получены значения сечений квазисвободного рассеяния тритона на связанных протоне и дейтроне;

□ Созданы многопроволочные пропорциональные камеры с эффективностью регистрации 90%, предназначенные для трекинга вторичных пучков легких ядер с малой ионизирующей способностью;

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

- Международный симпозиум EXON-2001 (Байкал, Россия, 24-28 июля 2001 г.)
- 17 Международная конференция Nuclear Physics in Astrophysics (Дебрецен, 30 сентября – 4 октября 2002 г.)
- VIII Международная конференция Nucleus – Nucleus Collisions (Москва, Россия, 17-21 июля 2003 г.)
- Международный симпозиум EXON-2004 (Петергоф, Россия, 5-12 июля 2004 г.)

Перечисленные выше результаты были опубликованы в следующих работах:

1. 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. Korshennikov, 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 $^2\text{H}(t,p)$ and $^3\text{H}(t,d)$* , **Phys. Lett. B594** (2004) 54-60.
2. 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. B588** (2004) 163-171.
- . 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. B588** (2004) 163-171.
3. 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, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, M.G. Itkis, E.M. Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, I. Tanihata, *Resonance States of Hydrogen Nuclei ^4H and ^5H Obtained in Transfer Reactions with Exotic Beams*, **Nucl. Phys. A719** (2003) 229c-232c.
4. M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, M.G. Itkis, E.M. Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Yuhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grischevkin, A.M. Demin, S.V. Zlatoustovskiy, A.V. Kuryakin, S.V. Fil'chagin, R.I. Il'kaev, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, I.

- Tanihata, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, N. Alamanos, V. Lapoux, E.C. Polacco, L. Nalpas, *Evidence for Resonance States in ^5H* , **Phys. Lett. B566** (2003) 70-75.
5. G.M. Ter-Akopian, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolski, I. Tanihata, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane, *Resonance States of Hydrogen Nuclei ^4H and ^5H Obtained in Transfer Reactions with Exotic Beams*, **Ядерная Физика 66** (2003) стр. 1587-1594.
 6. M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, G.M. Ter-Akopian, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, E.M. Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, A.M. Demin, S.V. Zlatoustovskiy, A.V. Kuryakin, S.V. Fil'chagin, R.I. Il'kaev, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, I. Tanihata, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, N. Alamanos, V. Lapoux, E.C. Polacco, L. Nalpas, *Super-Heavy Hydrogen Isotopes Studied with 58 MeV Triton Beam*, **In Proc. Int. Symposium on Exotic Nuclei EXON-2001**, lake Baikal, Russia, 24-28 July 2001, 334-347.

В заключение я считаю своим приятным долгом принести искреннюю благодарность всем своим коллегам, участвовавшим в этой работе на этапах ее планирования и выполнения, а также в процессе многочисленных обсуждений. Я признателен своему научному руководителю, кандидату физико-математических наук М.С. Головкову за руководство и неоценимую помощь на всех этапах этой работы. Я приношу свою глубокую благодарность научному руководителю ЛЯР академику Ю.Ц. Оганесяну, директору ЛЯР профессору М.Г. Иткису за интерес к работе и плодотворные дискуссии на всех ее этапах, своим коллегам и соавторам Г.М. Тер-Акопьяну, А.А. Коршенинникову, Р. Вольскому, А.С. Фомичеву, А.М. Родину, С.В. Степанцову, Е.Ю. Никольскому, В.А. Горшкову и М.Л. Челнокову,

без активного и заинтересованного участия которых эта работа вряд ли смогла бы состояться, а также коллективу ускорителя У400М во главе с Г.Г. Гульбекиным за доброжелательное отношение и помощь в работе..

ЛИТЕРАТУРА

- Ajz74. F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen, *Energy Levels of Light Nuclei A = 5-10*, Nucl. Phys. **A227** (1974) 1-243.
- Ale82. D.V.Aleksandrov, Yu.A.Glukhov, A.S.Demyanova, V.I.Dukhanov, I.B.Mazurov, B.G.Novatsky, A.A.Ogloblin, S.B.Sakuta, D.N.Stepanov, *Measurement of Spectra of Light Nuclei from Triple Fission of ^{252}Cf and Search for Isotopes ^{10}He and ^7H* , Yad.Fiz. **36** (1982) 1351-1368.
- Ale99. Д.В. Александров, Е.Ю. Никольский, Б.Г. Новацкий, Д.Н. Степанов, П. Бем, В. Бурьян, И. Винцоур, З. Длоугы, В. Крога, Д.С. Байбородин, *Поиск Возбужденного Состояния Ядра Трития в Кинематически Полных Измерениях Реакции $D(d, pd)n$* , Ядерная Физика **62** (1999) стр. 1925-1930.
- Ama37. E. Amaldi, L.R. Hafstad and M.A. Tuve, *Neutron Yields from Artificial Sources*, Phys. Rev. **51** (1937) 896-912.
- Ame90. A.I. Amelin, M.G. Gornov, Yu.B. Gurov, A.I. Ilin, V.P. Koptev, P.V. Morochoy, K.O. Oganessian, V.A. Pechkurov, V.I. Saveliev, E.M. Sergeyev, B.A. Chern'yshev, R.R. Shafigulin and A.V. Shishkov, *Production of Ultraheavy Hydrogen Isotopes in Absorption of $p\bar{\pi}$ Mesons by $^{6,7}\text{Li}$ Nuclei*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., **51** (1990) 607-613.
- Ara03. K. Arai, *Resonance States of ^5H and ^5Be in a Microscopic Three-Cluster Model*, Phys. Rev. **C68** (2003) 034303-1 – 7.
- Arg62. P.E. Argan, G. Bendiscioli, A. Piazzoli, V. Bisi, M.I. Ferrero and G. Piragino, *Photoproduction of π^+ mesons in ^4He* , Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 405-407.
- Baz72. А.И. Базь, В.И. Гольданский, В.З. Гольдберг, Я.Б. Зельдович, *Легкие и Промежуточные Ядра Вблизи Границ Нуклонной Стабильности*. Наука, Москва, 1972.

- Baz76. A.И. Базь, *Процессы Типа Диффузии в Квантовой Теории Рассеяния*, ЖЭТФ **70** (1976) 397-410.
- Bec93. F.D. Becchetti, W.Z. Liu, K. Ashktorab J.F. Bajema, J.A. Brown,, J.W. Janecke, D.A. Roberts, J.J. Kolata, K.L. Lamkin, A. Morsad, R.J. Smith, X.J. Kong, R.E. Warner, *Systematics of ^8Li -induced radioactive beam reactions: $E=13\text{-}20\text{ MeV}$* , Phys. Rev. **C48**, (1993) 308-318.
- Bel86. A.V. Belozyorov, C. Borcea, Z. Dlouhy, A.M. Kalinin, R. Kalpakchieva, N.H. Chau, Yu.Ts. Oganessian, and Yu.E. Penionzhkevich, *Search for ^4H , ^5H and ^6H nuclei in the ^{11}B -induced Reaction on ^9Be* , Nucl. Phys. **A460** (1986) 352-360.
- Bev81. J.J. Bevelacqua, *Shell-model calculations in the $A=5$ system*, Nucl. Phys. **A357** (1981) 126-138.
- Bis70. J.A. Bistirlich, K.M. Crowe, A.S.L. Parsons, P. Skarek, P. Truoel and C. Werntz, *Radiative Pion Capture in ^4H* , Phys. Rev. Lett., **25** (1970) 950-953.
- Bla64. C.H. Blanchard and R.G. Winter, *Is ^5H particle stable?* Phys. Rev. **107** (1957) 774-775.
- Bla91. S. Blagus, D. Miljanic, M. Zadro, G. Calvi, M. Lattuada, F. Riggi, S. Spitaleri, C. Blyth and O. Karban, *^4H nucleus and the $^2\text{H}(t, tp)$ reaction*, Phys. Rev. **C44** (1991) 325-328.
- Boc89. O.A. Bochkarev, L.V. Chulkov, A.A. Korshennikov, E.A. Kuzmin, I.G. Mukha, G.B. Yankov, *Democratic Decay of ^6Be States*, Nucl. Phys. **A505** (1989) 215-223.
- 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.
- Cso93. A. Csoto, *Neutron Halo of ^6He in a Microscopic Model*, Phys. Rev. **C48** (1993) 165-171.
- Gol60. V.I. Goldansky, *On Neutron-Deficient Isotopes of light Nuclei and the Phenomena of Proton and Two-Proton Radioactivity*, Nucl. Phys. **19** (1960) 482-495.
- Des01. P. Descouvemont and A. Kharbach, *Microscopic cluster study of the ^5H nucleus*, Phys. Rev. **C63** (2001) 027001-1-4.

- Det71. J.L. Detch, R.L. Hutson, N. Jarmie, J.H. Jett, *Accurate Measurements of the Nuclear Processes $T(p,p)T$, $T(p,^3\text{He})n$, $T(p,d)D$ from 13 to 20 MeV*, Phys. Rev. **C4** (1971) 52-64.
- Efr96. V.D. Efros, H. Oberhummer, *Ground-State Energies and Widths of ^5He and ^5Li Nuclei*, Phys. Rev. **C54** (1996) 1485-1487.
- Fia73. S. Fiarman and W.E. Meyerhoff, *Energy Levels of Light Nuclei $A=4$* , Nucl. Phys. **A206** (1973) 1-64.
- Fra85. V.R. Franke, H. Kockskamper, B. Steinheuer, K. Wingender, W. von Witch and H. Machner, *Search for Highly Excited States in Light Nuclei with Three-Body Reactions*, Nucl. Phys. **A433** (1985) 351-368.
- Gil65. L. Gilly, M. Jean, R. Meunier, M. Spighel, J.P. Stroot, P. Duteil, *Double Charge-Exchange with Negative Pions. Search for Tetraneutron*, Phys. Lett. **19** (1965) 335-338.
- Gol60. V.I. Goldansky, *On Neutron-Deficient Isotopes of Light Nuclei and the Phenomena of Proton and Two-Proton Radioactivity*, Nucl. Phys. **19** (1960) 482-495.
- Gol03. M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, M.G. Itkis, E.M. Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Yukhimchuk, V.V. Perevozchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, A.M. Demin, S.V. Zlatoustovskiy, A.V. Kuryakin, S.V. Fil'chagin, R.I. Il'kaev, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, I. Tanihata, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, N. Alamanos, V. Lapoux, E.C. Polacco, L. Nalpas, *Evidence for Resonance States in ^5H* , Phys. Lett. **B566** (2003) 70-75.
- Gol04. 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 **B588** (2004) 163-171.
- Gre62. H.A. Grench, W.L. Imhof, F.J. Vaughn, *Search for H^4 and Li^4* , Bull. Amer. Phys. Soc. **7** (1962) 268-271.

- Gri04. L.V. Grigorenko, N.K. Timofeyuk, M.V. Zhukov, *Broad States Beyond the Neutron Drip Line*, Eur. Phys. J. **A19** (2004) 187-201.
- Gor87. M.G. Gornov, Yu.B. Gurov, V.P. Koptev, P.V. Morochoy, K.O. Oganessian, B.P. Osipenko, V.A. Pechkurov, V.I. Saveliev, A.A. Khomutov, B.A. Chern'yshev, R.R. Shafigulin and A.V. Shishkov, *Detection of Superheavy Hydrogen Isotopes in the Reaction for the Absorption of $p\bar{\pi}$ Mesons by ^9Be Nuclei*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., **45** (1987) 205-212.
- Gor89. A.M. Gorbatov, P.V. Komarov, Yu.N. Krylov, A.V. Bursak, V.L. Skopich, P.Yu. Nikishov and E.A. Kolganova, *Multineutron system in the hyperspherical basis*, Sov. Yad. Phys. **50** (1989) 218-223.
- Gor91. M.G. Gornov, Yu.B. Gurov, P.V. Morochoy, V.A. Pechkurov, V.I. Saveliev, E.M. Sergeyev, B.A. Chern'yshev, R.R. Shafigulin, A.V. Shishkov, V.P. Koptev, K.O. Oganessian and B.P. Osipenko, *Search for Superheavy Hydrogen Isotopes and Multineutrons in π^- absorption on ^9Be* , Nucl. Phys. **A531** (1991) 613-622.
- Gor03. М.Г. Горнов, М.Н. Бер, Ю.Б. Гуров, С.В. Лапушкин, П.В. Морохов, В.А. Печкуров, Н.О. Порошин, В.Г. Сандуковский, М.В. Телькушев, Б.А. Чернышев, *Спектроскопия сверхтяжелого изотопа водорода ^5H* , Письма в ЖЭТФ, т. 77, вып. 7 (2003) 412-416.
- Gro74. J.Y. Grossiord, C. Coste, A. Guichard, M. Gusakow, A.K. Jain, J.R. Pizzi, G. Bagieu, R. de Swiniarski, *Study of Deuteron-Cluster Deformation Using the Reaction $^6\text{Li}(d, tp)^4\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 173-176.
- Han87. P.G.Hansen, B.Jonson, *The Neutron Halo of Extremely Neutron-Rich Nuclei*, Europhys.Lett. **4** (1987) 409.
- Har69. S.A. Harbison, R.J. Griffiths, F.G. Kingston, A.R. Johnston, G.T.A. Squier, *Nucleon-Nucleon Final-State Interactions in the Reactions $^3\text{He}(p, d)2p$, $^4\text{He}(p, t)2p$ and $^4\text{He}(p, ^3\text{He})pn$* , Nucl. Phys. **A130** (1969) 513-526.
- Jar67. N. Jarmie, R.H. Stokes, G.G. Ohlsen and R.W. Newsome, *Experimental Study of Excited ^4H , ^4He and ^4Li Nuclear Systems*, Phys Rev **161** (1967) 1050-1060.
- Kob88. T.Kobayashi, O.Yamakawa, K.Omata, K.Sugimoto, T.Shimoda, N.Takahashi, I.Tanihata, *Projectile Fragmentation of the Extremely*

- Neutron-Rich Nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/Nucleon*, Phys.Rev.Lett. **60** (1988) 2599.
- Kor90. A.A. Korshennikov, *Analysis of the Properties of Three-Particle Decays of Nuclei with $A=12$ and 16 in the K -harmonics Method*, Sov. J. Nucl. Phys. **52** (1990) 827-835.
- Kor94. A.A. Korshennikov, K. Yoshida, D.V. Aleksandrov, N. Aoi, Y. Doki, N. Inabe, M. Fujimaki, T. Kobayashi, H. Kumagai, G.B. Moon, E.Yu. Nikolski, M.M. Obuti, A.A. Ogloblin, A. Ozawa, S. Shimoura, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe, M. Yonokura, *Observation of ^{10}He* , Phys. Lett. **B326** (1994) 31-36.
- Kor01. A.A. Korshennikov, 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. Korshennikov, 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. Polacco, A.A. Ogloblin, M.V. Zhukov, *Experimental Evidence for the Existence of ^7H and for a Specific Structure of ^8He* , Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 082501-1-4.
- Kry95. R.A. Kryger, A. Azhari, M. Hellstrom, J.H. Kelley, T. Kubo, R. Pfaff, E. Ramakrishnan, B.M. Sherill, M. Thoennessen, S. Yokoyama, R.J. Charity, J. Dempsey, A. Kirov, N. Robertson, D.G. Sarantites, L.G. Sobotka, J.A. Winger, *Two-Proton Emission from the Ground State of ^{12}O* , Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 860-865.
- Lan58. A.M. Lane and R.G. Thomas, *R-Matrix Theory of Nuclear Reactions*, Rev. Mod. Phys., **30**, 1958, 257-353.
- Mar72. C.J. Marchese, R.J. Griffiths, N.M. Clark, *Optical-Model Analysis of Elastic Scattering of 53.4 MeV Helions from ^{56}Fe* , Nucl. Phys., **A191** (1972) 627-640.

- McS69. D.H. McSherry, S.D. Baker, T.B. Glegg, *Measurement of Spin-Correlation Effects in p - ^3He Elastic Scattering at 8.8 MeV*, Nucl. Phys. **A126** (1969) 233-240.
- Mea67. D. Measday and J.N. Palmieri, *Unbound Energy Levels in ^4H* , Phys. Lett. **B25** (1967) 106-108.
- 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. Kulesa, 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. **A723** (2003) 13-31.
M.Meister, L.V.Chulkov, H.Simon, T.Aumann, M.J.G.Borge, Th.W.Elze, H.Emling, H.Geissel, M.Hellstrom, B.Jonson, J.V.Kratz, R.Kulesa, Y.Leifels, K.Markenroth, G.Munzenberg, F.Nickel, T.Nilsson, G.Nyman, V.Pribora, A.Richter, K.Riisager, C.Scheidenberger, G.Schrieder, O.Tengblad, M.V.Zhukov, *The $t + n + n$ System and ^5H* , Phys.Rev.Lett. **91** (2003) 162504
- Mey68. W. Meyerhoff and T.A. Tombrello, *Energy Levels of Light Nuclei $A=4$* , Nucl. Phys. **A109** (1968) 1-58.
- Mey79. T.C. Meyer, *A Study of Particle Unstable ^4H* , Nucl. Phys. **A324** (1979) 335-348.
- Mig55. А.Б. Мигдал, *Теория Ядерных Реакций с Образованием Медленных Частиц*, ЖЭТФ **28** (1955) 3-9.
- Mil86. D. Miljanic, S. Blagus and M. Zadro, *^4H and $(n,\alpha x)$ Reactions on ^6Li and ^7Li* , Phys. Rev. **C33** (1986) 2204-2205.
- Mil95. D. Miljanic, S. Blagus, M. Lattuada, N. Soic and C. Spitaleri, *^4H Clustering in Lithium nuclei*, Phys. Rev. **C52** (1995) 1140-1141.
- Min69. R.C. Minehart, L. Coulson, W.F. Grubb, K. Ziock, *Pion Capture in ^6Li and ^7Li , the Formation of ^4H , a Search of ^5H* , Phys. Rev. **177** (1969) 1455-1463.
- Mor69. L.W. Morrou, W. Haeberli, *Proton Polarization in p - ^3He Elastic Scattering between 4 and 11 MeV*, Nucl. Phys. **A126** (1969) 225-232.

- Nil69. A. Niller, C. Joseph, V. Valcovic, W. von Witch, G.C. Phillips, $p+D \rightarrow p+p+n$ Reaction at $6.5 < E_p < 13$ MeV, Phys. Rev. **182** 1083-1094.
- Oga92. Y.Ogawa, K.Yabana, Y.Suzuki, *Glauber Model Analysis of the Fragmentation Reaction Cross Sections of ^{11}Li* , Nucl.Phys. **A543** (1992) 722.
- Pai70. G. Paic, J.C. Young, D.J. Margaziotis, *A Modified Impulse Approximation Calculation of the n - n Quasifree Scattering and the Chew-Low Extrapolation in the $D(p,NN)N$ Reaction*, Phys. Lett. **B32** (1970) 437-440.
- Pey55. A.A.Reut, S.M.Korenchenko, V.V.Yurev, B.M.Pontecorvo, *An Attempt to Discover Nuclei of H^4 among the Products of Spallation of Carbon by Protons of Energy 300 MeV*, Doklady Akad.Nauk SSSR **102** (1955) 723-725.
- Phy80. T.W. Phyllips, B.L. Berman and J.D. Seagrave, *Neutron Total Cross-Section for Tritium*, Phys. Rev. **C22** (1980) 384-396.
- Phy99. Г.Ф. Филиппов, А.Д. Базавов, К. Като, *О резонансах ^5H и ^5Be* , Ядерная Физика **62** (1999) стр. 1-9.
- Pop64. P.V. Popic, B.Z. Stepancic, N.R. Aleksis, *Search for $^7\text{Li}(n,\alpha)^4\text{H}$ Reaction with 14 MeV neutrons*, Phys. Lett **10** (1964) 79--80.
- Rii90. 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, and the ISOLDE Collaboration, *First Observation of Beta-Delayed Deuteron Emission*, Phys.Lett. **B235** (1990) 31.
- Pop85. N.A.F.M. Poppelier, L.D. Wood and P.W.M. Glaudemans, *Properties of Exotic p -shell Nuclei*, Phys. Lett. **B157** (1985) 120-122.
- 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. Instrum. Methods **B126** (1997) 236-241.
- Rog64. P.C. Pogers, R.H. Stokes, *A Search for ^4H , Protons from $^3\text{H}(d,p)^*$* , Phys. Lett. **8** (1964) 320-321.

- Sea60. J.D. Seagrave, L. Cranberg, and J.E. Simmons, *Elastic Scattering of Fast Neutrons by Tritium and ^3He* , Phys. Rev. **119** (1960) 1981-1991.
- Sen81. U. Sennhauser, L. Felawka, T. Kozlowski, H.K. Walter, F.W. Schlepuetz, R. Engfer, E.A. Hermes, P. Heusi, H. Isaak, H.S. Pluys, A. Zglinski and W.H.A. Hesselink, *Observation of Particle Unstable ^4H in Pion Absorption in ^7Li* , Phys. Lett. **B103** (1981) 409-412.
- Sen82. U. Sennhauser, H.J. Pfeffer, H.K. Walter, F.W. Schlepuetz, H.S. Pluys, R. Engfer, R. Hartaman, E.A. Hermes, P. Heusi, H. Isaak and W.H.A. Hesselink, *Spectroscopy of Single and Correlated Charged Particles Emitted Following Bound Pion Absorption in ^6Li and ^7Li* , Nucl. Phys. **A386** (1982) 429-446.
- Set81. K.K. Seth, In: Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei Far from Stability (Helsinor, Denmark, 1981)
- Shu00. N.B. Shul'gina, B.V. Danilin, L.V. Grigorenko, M.V. Zhukov and J.M. Bang, *Nuclear Structure of ^5H in a Three-Body $^3\text{H}+n+n$ model*, Phys. Rev. **C62** (2000) 014312-1-4.
- Sid03. 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, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, M.G. Itkis, E.M. Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, I. Tanihata, *Resonance States of Hydrogen Nuclei ^4H and ^5H Obtained in Transfer Reactions with Exotic Beams*, Nucl. Phys. **A719** (2003) 229c-232c.
- Sid04. 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. Korshennikov, 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 $^2\text{H}(t,p)$ and $^3\text{H}(t,d)$* , Phys. Lett. **B594** (2004) 54-60.
- Sla77. I. Slaus, R.G. Allas, L.A. Beach, R.O. Bondelid, E.L. Petersen, J.M. Lambert, P.A. Treado, R.A. Moyle, *Quasifree Processes in the $^2\text{H} + ^3\text{He}$ Interaction*, Nucl. Phys. **A286** 67-88.

- Sto66. R.H. Stokes, Bull. Amer. Phys. Soc., **11** (1966) 9-11.
- 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.
- Ter03. G.M. Ter-Akopian, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, R. Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolski, I. Tanihata, F. Hanappe, T. Materna, L. Stuttge, A.H. Ninane, *Resonance States of Hydrogen Nuclei ^4H and ^5H Obtained in Transfer Reactions with Exotic Beams*, Ядерная Физика **66** (2003) стр. 1587-1594.
- Til92. D.R. Tilley, H.R. Weller and G.M. Hale, *Energy Levels of Light Nuclei $A=4$* , Nucl. Phys. **A541** (1992) 1-104.
- 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. **A365** (1995) 446-461.
- Tim02. N.K. Timofeyuk, *Shell Model Approach to Construction of a Hyperspherical Basis for A Identical Particles: Application to Hydrogen and Helium Isotopes*, Phys. Rev. **C65** (2002) 064306-1-11.
- Tom66. T.A. Tombrello, *Phase-Shift Analysis of $T(n,n)T$* , Phys. Rev **143** (1966) 772-774.
- Wat52. K.M. Watson, *The Effect of Final State Interaction on Reaction Cross Section*, Phys. Rev. **88** (1952) 1163-1171.
- Wei77. R.B. Weisenmiller, , N.A. Jelley, D. Ashery, K.H. Wilcox, G.J. Wozniak, M.S. Zisman and J. Cerny, *Very Light Neutron-Rich Nuclei Studied via the ($^6\text{Li}, ^8\text{B}$) Reaction*, Nucl. Phys. **A280** (1977) 217-227.
- Woo83. C.J. Woodward, R.E. Tribble, D.M. Tanner, *Mass of ^{16}Ne* , Phys. Rev. **C27** (1983) 27-30.
- Yos36. F.L. Yost , J.A. Wheeler and G. Breit, *Coulomb Wave Function in Repulsive Fields*, Phys. Rev. **49** (1936) 174-189.

- You68. P.G. Young, R.H. Stokes and G.G. Ohlsen, *Search for the Ground State of ^5H by Means of the $^3\text{H}(t,p)$ 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. **A513** (2003) 439-447.
- Zei70. B. Zeitnitz, R. Mashuw and P. Suhr, *Determination of the Neutron-Neutron Scattering Length from a Kinematically Complete Experiment on the Reaction $^2\text{H}(n,2n)\text{H}$* , Nucl. Phys. **A149** (1970) 449-462.
- Zio68. R. Ziock, R. Minehart, L. Coulson and W. Grubb, *Level Structure of ^4H* , Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1386-1389.