

C-137



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 10089

САВЧЕНКО
Олег Васильевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ
И ВНУТРИЯДЕРНЫМИ НУКЛОННЫМИ АССОЦИАЦИЯМИ
В УСЛОВИЯХ БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧИ ИМПУЛЬСА

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР С.М. Поликанов
доктор физико-математических наук Г.А. Лексин
доктор физико-математических наук Б.А. Долгошеин

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ленинградский институт ядерной физики АН СССР

Автореферат разослан " " 1976 года

Защита диссертации состоится " " 1977 года
в часов на заседании специализированного Совета
Д - 56/3 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного
института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь специализированного Совета
кандидат физико-математических наук

Ю.А. Батусов

Исследование процессов взаимодействия протонов высоких энергий с легкими ядрами и внутриядерными нуклонными ассоциациями в условиях большой передачи импульса представляет собой одно из актуальных направлений в программе изучения взаимодействия адронов с ядрами.

Такие исследования дают сведения о вероятности определенного типа ассоциирования нуклонов в ядре, о физической природе этих ассоциаций и о механизме реакций, приводящих к образованию и вылету быстрых фрагментов. Существенное требование к экспериментам такого рода состоит в необходимости измерять сечение взаимодействия в условиях большой передачи импульса внутриядерным ассоциациям, чтобы образующиеся фрагменты приобретали энергию, значительно превышающую их энергию связи в ядре. Только в этом случае могут реализоваться все каналы реакции, в том числе сопровождаемые высоким уровнем возбуждения остаточного ядра. Кроме того, увеличение энергии падающих и образующихся частиц приводит к уменьшению вклада вторичных эффектов перерассеяния и поглощения и позволяет получить результаты, сопоставимые с теоретическими предсказаниями.

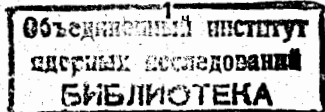
Для изучения внутриядерных ассоциаций наиболее привлекательны реакции квазиупругого рассеяния протонов нуклонными ассоциациями.

Кластерная структура ядра служит в этом случае прямой причиной, вызывающей реакцию, и получаемая информация может быть четко интерпретирована.

Изучение упругого рассеяния протонов высокой энергии легкими ядрами на большие углы необходимо для получения сведений об эффективных числах соответствующих нуклонных ассоциаций в более сложных ядрах, а также представляет самостоятельный интерес для исследования поведения нуклонов на малых расстояниях внутри ядра при флуктуационном сжатии ядерного вещества и для выяснения роли короткодействующих корреляций нуклонов в ядрах и кластерах.

Квазиупругое рассеяние быстрых протонов двухнуклонными ассоциациями в легких ядрах, сопровождаемое большой передачей импульса вылетающим дейтроном, впервые наблюдалось в экспериментах, выполненных в Лаборатории ядерных проблем еще в 1957 году (Л.С. Аджирей и др.^{x/}). Попытки зарегистрировать более тяжелые фрагменты, предпринятые в этой работе, позволили

^{x/}ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).



установить только верхнюю границу сечения выбивания ядер трития на уровне 2-3% от сечения выбивания дейтронов. Тогда же в работе Д.И. Блохинцева^{x/} была дана первая теоретическая интерпретация таких процессов. Высказанное в этой работе предположение, что из ядер должен наблюдаться также вылет более тяжелых фрагментов (^3He , t , ^4He), долгое время не находило экспериментального подтверждения из-за крайне низкой вероятности процессов выбивания таких высокоэнергетичных фрагментов.

Целью настоящей работы явилось проведение систематических исследований по изучению весьма редких процессов взаимодействия протонов высоких энергий с ядрами d , ^3He , ^4He и ^6Li и внутриядерными нуклонными ассоциациями в условиях большой передачи импульса.

Особую задачу составляли исследования и методические разработки в области управляемых трековых детекторов и систем формирования и фокусировки пучков заряженных частиц, обеспечивших возможности надежной регистрации намеченных для изучения редких процессов взаимодействия.

Некоторые из этих методических разработок представляют самостоятельный интерес, а также нашли применение для решения прикладных задач получения и использования частиц высокой энергии в ядерной медицине.

В диссертации изложены результаты нескольких циклов исследований, выполненных по инициативе и под руководством автора в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, по разработке и созданию управляемых трековых детекторов, систем формирования и фокусировки заряженных частиц и по исследованию процессов взаимодействия высокоэнергетичных протонов с легкими ядрами и внутриядерными нуклонными ассоциациями, проведенных с использованием этих методических разработок.

В приложении к диссертации приводятся сведения о применении некоторых из разработанных методов формирования и фокусировки заряженных частиц для создания медицинских протонного и пи-мезонного пучков, предназначенных для изучения возможности использования протонов и отрицательных пи-мезонов высоких энергий в лучевой терапии онкологических больных.

Основная часть результатов, изложенных в диссертации, представлялась и докладывалась на 8 международных и 12 союзных конференциях и симпозиумах, опубликована в работах^{x/} I-40/ и защищена авторскими свидетельствами.

^{x/} ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).

Диссертация состоит из шести глав и приложения.

Первая часть диссертации посвящена исследованию, разработке и созданию аппаратуры для регистрации редких процессов.

В первой главе излагаются работы по исследованию управляемых трековых камер с конденсированными средами. Во введении кратко описаны визуальные методы детектирования заряженных частиц, существовавшие до середины 50 годов. Дается сравнительная характеристика этих методов и отмечается настоятельная необходимость создания управляемых трековых детекторов с временным разрешением порядка 10^{-6} с и пространственным разрешением не хуже, чем 1 мм.

В первом параграфе изложены результаты по разработке и практическому осуществлению нового типа люминесцентной камеры - управляемой люминесцентной камеры со спинтиллятором из пластмассовых нитей. Впервые люминесцентная камера гомогенного типа была предложена и создана Е.К. Завойским и его сотрудниками в 1952 году.^{x/} В люминесцентных камерах такого типа использовались неорганические спинтилляторы типа Cs_2Te объемом всего в несколько кубических сантиметров. Попытки существенно увеличить этот объем наталкивались на то принципиальное ограничение, что количество света, передаваемое на фотокатод электронно-оптического усилителя света (ЭОУ), становилось ниже его пороговой чувствительности.

Решение возникшей задачи - увеличение доли передаваемого на фотокатод света при одновременном увеличении глубины резкости было впервые предложено автором в 1957 году^{/I/} путем применения спинтиллятора, набранного из достаточно тонких (менее 1 мм) пластмассовых нитей, и использования явления полного внутреннего отражения в таких волокнах (принципы волоконной оптики). Несколько позже аналогичное предложение независимо было сделано в США Рейнольдсом и Кондоном.^{xx/}

С целью проверки предложенного метода были разработаны и исследованы два варианта управляемых люминесцентных камер, отличающиеся временным разрешением и имеющие рабочий объем спинтиллятора около 2500 см^3 , набранного примерно из 20 тысяч нитей диаметром 1 мм.^{/2, 3/} Общая схема одной из конструкций такой люминесцентной камеры показана на рис. I.

С помощью одного из таких вариантов люминесцентной камеры было полу-

^{x/} ДАН СССР, 100, 241 (1955).
^{xx/} Rev. Scien. Instr. 28, 1098 (1957).

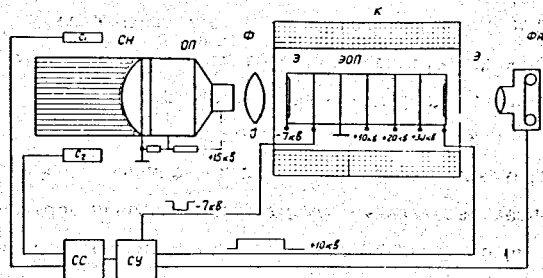


Рис.1 Принципиальная схема управляемой люминесцентной камеры со скintиллятором, набранным из пластмассовых нитей. СМ - скintиллятор из нитей; ОП - однокамерный электронно-оптический преобразователь; О - объектив; ЭОП - многокаскадный электронно-оптический преобразователь; ФА - фотоаппарат; Ф - фотокатод ЭОПа; Э - экран ЭОПа; К - соленоид; С, С₂ - скintилляционные счетчики; СС - схема совпадений; СУ - схема управления.

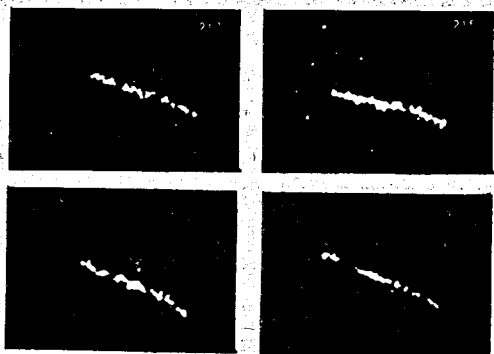


Рис.2 Фотографии треков космических частиц, полученные в управляемой люминесцентной камере с рабочим объемом скintиллятора около 2500 см³, набранного из 20000 пластмассовых нитей.

чено несколько сот фотографий треков частиц космического излучения. Некоторые из них показаны на рис. 2. Обработка полученных фотографий показала, что в этом случае каждая светящаяся точка на пленке примерно соответствует свечению отдельной нити.

Таким образом, в результате этих экспериментов была доказана практическая возможность осуществления пригодной для регистрации релятивистских частиц управляемой люминесцентной камеры с полезным объемом скintиллятора из пластмассовых нитей до 2500 см³, имеющей временное разрешение несколько микросекунд и пространственное разрешение около 1 мм.

Во втором параграфе изложены работы по анализу принципиальных возможностей создания управляемой жидкостной камеры и попытке ее осуществления.^{4, 5/} На основе проведенных расчетов делается вывод, что путем регистрации света, рассеянного от оптических неоднородностей в прозрачных средах, представляется возможным создать быстродействующую управляемую жидкостную камеру с разрешающим временем меньше, чем 10⁻⁶ с, где в качестве рабочего вещества можно будет использовать такие наиболее интересные жидкости, как жидкий водород, дейтерий, гелий и др.

Показано, что из всех различных механизмов образования оптических неоднородностей проходящими ионизирующими частицами ударные цилиндрические волны могут вносить подавляющий вклад в сечение рассеяния света под малыми углами. В таких веществах, как вода и жидкий водород полное рассеяние света, обусловленное этим механизмом для релятивистского трека единичной длины, как показывают оценки, составляет соответственно 10⁻⁹ см² и 10⁻¹¹ см².

Показано также, что молекулярное рассеяние света не является препятствием для наблюдения оптических неоднородностей от ударных волн по методу Теплера даже в случае регистрации эффекта от минимально ионизирующих частиц.

Другой причиной, мешающей наблюдению слабых оптических неоднородностей в прозрачных средах, является фон от оптических элементов самого теневого прибора (остаточные свилы в линзах; несовершенство оптических поверхностей, диффузное отражение от поверхности линз и зеркал и др.). С целью определения ограничений такого фона и возможности регистрации тре-

ков частиц теневым методом были выполнены измерения параметров серийно выпускаемого теневого прибора ИАБ-451^{5/}. Эти измерения показали, что чувствительность теневого метода составляет по полному сечению рассеяния света $2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$, и поскольку наиболее оптимистические оценки сечения рассеяния света на длине в 1 см трека релятивистской частицы в жидкости приводят к значению около 10^{-9} см^2 , то отсюда следует, что релятивистский трек невозможно наблюдать с помощью теневого прибора ИАБ-451. По-видимому, в существующем варианте такой прибор без каких-либо технических улучшений и переделок можно использовать только для регистрации релятивистских ядер средних и тяжелых элементов, начиная, примерно с железа. В этом случае dE/dx увеличится более чем на три порядка по сравнению с однозарядными релятивистскими частицами, и сечение рассеяния света на треке единичной длины возрастет до 10^{-6} см^2 .

Рассмотрены возможные пути усовершенствования теневого метода регистрации: это, во-первых, создание теневого прибора, обладающего меньшим числом оптических элементов; во-вторых, использование голографических методов гашения фона в самом изображении.

Во второй главе диссертации изложены результаты разработки и создания нового типа детектора — управляемой изотропной разрядной камеры. Начало 60-х годов ознаменовалось крупным событием в экспериментальной физике частиц высоких энергий — созданием нового трекового прибора — искровой камеры и быстрым внедрением методики искровых камер в практику физического эксперимента. Широкое применение искровых камер объяснялось тем, что этот метод регистрации частиц обладал особенностями, открывавшими принципиально новые возможности физического эксперимента в условиях современных ускорителей.

Вместе с тем уже на первом этапе использования искровых камер стали очевидными и некоторые ограничения этой новой методики:

а) Неизотропность. В искровых камерах не удается получить треки частиц, проходящих под углом больше 45° к направлению поля.

б) В искровых камерах нельзя получить треки частиц, останавливающихся в газе рабочего объема камеры.

в) Искровые камеры дают мало информации об ионизирующей способности регистрируемых частиц, так как эффективность образования треков и их яркость слабо зависят от величины первичной плотности ионизации.

В начале второй главы дается краткий обзор предложений, направленных на устранение указанных недостатков искровых камер, и отмечается их неэффективность. Далее рассматривается принципиально новая возможность изотропной регистрации треков заряженных частиц, в том числе и остановившихся в газе рабочего объема камеры, состоящая в том, что газовое усиление ограничивается в пределах, при которых лавинное размножение первичных электронов происходит еще локально, а увеличение яркости трека, необходимое для фотографирования, осуществляется с помощью многокаскадного усилителя света. Основанная на этом принципе изотропная разрядная камера была осуществлена нами в 1963 году^{6, 7, 8, 12/}. В 1964 году аналогичное предложение было выдвинуто Гиги и Шнейдером и реализовано ими только в 1966 году^{X/}.

В первом параграфе второй главы описывается принцип действия изотропной разрядной камеры, ее первое практическое осуществление и исследование основных параметров. Общая схема изотропной разрядной камеры приведена на рис. 3.

Возможность использования начальной стадии газового разряда для получения треков заряженных частиц изучалась на этой установке путем фотографирования разрядов, развивающихся в газе при различных значениях напряженности электрического поля, приложенного к электродам камеры после прохождения ионизирующей частицы через газ. Было установлено, что в камере, наполненной технически чистым гелием до давления 1 ат при напряженности поля $E \approx 5 \text{ кв/см}$ и длительности высоковольтного импульса около 0,1 мкс, количество света, образующегося в отдельных электронных лавинах, достаточно для регистрации, и цепочка лавинок, развивающихся вблизи траектории заряженной частицы, образует трек. Яркость и размер лавинок сильно зависят от напряженности приложенного поля, однако существует интервал значений напряженности поля ($5 \text{ кв/см} \leq E \leq 5,3 \text{ кв/см}$), в котором количество и яркость лавинок в треках "перпендикулярно" полю и "по полю" практически одинаково при одинаковой напряженности поля. Поэтому в указанном интерва-

X/ Preprint CERN, 64-30, June 16 (1964); 66-14, April (1966).

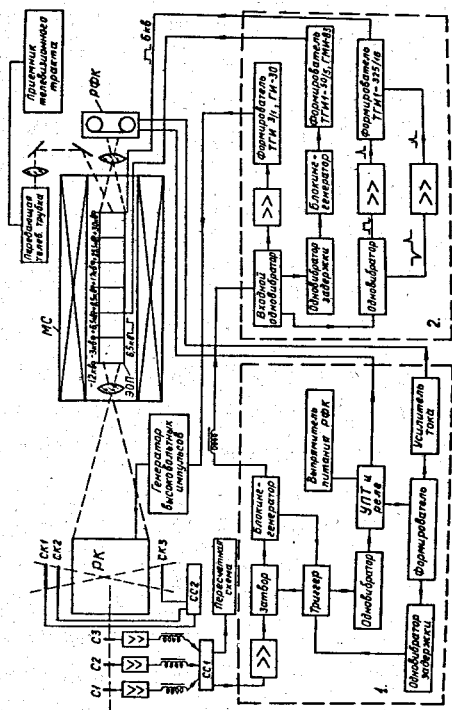


Рис. 3 Принципиальная схема управляемой изотропной разрядной камеры вместе с блок-схемой электроники. РК - расчетный объем камеры; С и СК - сплит-дисконные счетчики; СС - схемы совпадений; ЭЦП - усилитель света; МС - соленоид; РКК - регистрирующая фотокамера.

ле напряженности поля треки регистрируются изотропно. Дальнейшее повышение амплитуды импульса вызывает переход электронных лавин в стримеры и возникновение одного искрового канала, замыкающего межэлектродный промежуток (в случае регистрации "по полю") или цепочки искровых каналов (в случае регистрации "перпендикулярно полю").

При напряженности $E \approx 6,5$ кв/см камера работает в режиме обычной искровой камеры. При наполнении камеры технически чистым неоном треки появляются при напряженности поля $E \approx 3,2$ кв/см и интервал $3,2$ кв/см $\leq E \leq 3,4$ кв/см является в этом случае областью изотропной регистрации треков. На рис. 4в приведены фотографии треков космических частиц в камере с междуэлектродным промежутком 20 см, проходящих под разными углами к направлению электрического поля в камере.

Возможность получения треков была исследована также при давлениях газа в камере меньше одной атмосферы и при ее наполнении различными газовыми смесями с целью получения максимальной яркости треков в лавинном режиме и определения влияния различных добавок на время памяти такой камеры. Было получено, что оптимальной в смысле яркости трека является смесь $Ne+0,5\% Ar$, и введение такого газа, как CCl_4 в концентрации порядка 10^{-6} позволяет сделать время памяти в камере меньше микросекунды. Было изучено также влияние ширины высоковольтного импульса на качество регистрации треков.

Во втором параграфе приведены результаты изучения работы изотропной разрядной камеры с наполнением различными газами, включая чистый водород^{9/}. Из литературы была известна только одна попытка использовать водород в искровой камере (О'Нейл,^{X/}). Автору этой работы не удалось достичь эффективной работы камеры с междуэлектродным промежутком 3,2 мм, наполненной водородом. Водородное наполнение разрядных камер с большим промежутком представляет значительный интерес как мишень для изучения различных процессов взаимодействия элементарных частиц, поэтому были проведены опыты с целью выяснения работы разрядных камер с чистым H_2 - наполнением. Было выяснено, что при подаче на камеру импульса $E=20$ кв/см длительностью около 0,1 мкс с задержкой 0,6 мкс после прохождения космической частицы через объем камеры, можно получить разряд, локализованный вблизи траекто-

^{X/} Nucl. Instr. and Meth. 20, 154 (1963).

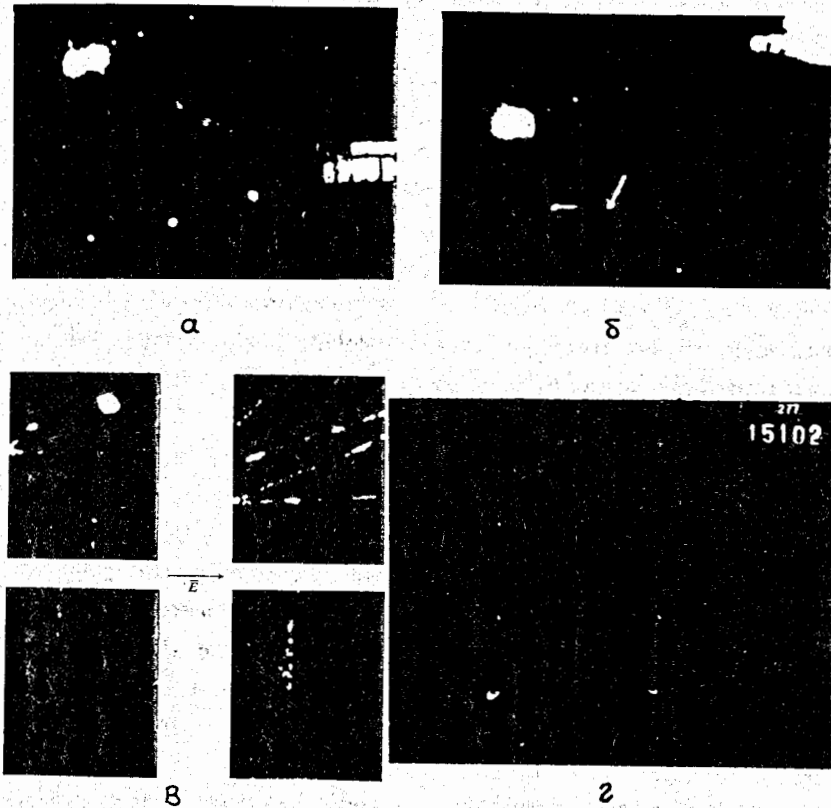


Рис. 4 Фотографии треков в изотропной разрядной камере. а, б — стереофотографии треков медленных и остановившихся мезонов, снятые через боковые стенки изотропной разрядной камеры. а) Распад пи-мезона с энергией 15 МэВ на лету. б) Захват антимезона ядром неона с испусканием тяжелой заряженной частицы. в) Фотографии треков космического излучения, проходящих под разными углами к направлению электрического поля. г) Стереофотографии треков тяжелых заряженных частиц, проходящих через изотропную разрядную камеру метрового размера.

ри частицы независимо от угла между траекторией и направлением поля, причем количество излучаемого света достаточно для регистрации трека.

В третьем параграфе описан метод уменьшения искажений (дисторсий) в электронно-оптических преобразователях, используемых для усиления яркости треков в изотропных разрядных камерах^{/10/}. Для уменьшения таких искажений было предложено помещать ЭОП в сильное однородное или неоднородное магнитное поле^{/11/}. При увеличении напряженности магнитного поля ларморовский радиус прецессии может уменьшиться до такой степени, что его величина в любой плоскости между катодом и экраном станет меньше размера предельно разрешаемого элемента, зависящего только от характеристик разделительных пленок между каскадами ЭОПа.

Проведенные эксперименты показали возможность устранения искажений изображения в многокаскадных ЭОПах с неоднородным электрическим полем путем помещения их в магнитные поля (однородные или неоднородные с плоскостью симметрии) напряженностью 1000 — 3000 эрст. Отсутствие жестких требований к величине напряжения на каскадах, к форме импульсов напряжения и стабильности магнитного поля представляет значительное преимущество рассмотренного метода перед другими возможными методами уменьшения дисторсии. Существенным достоинством метода является стабильность изображения, необходимая в установках, предназначенных для точных измерений. Действительно, слабые внешние магнитные поля, изменение напряжений, смещающие изображение фокуса, не могут влиять на изображение в режиме сильной фокусировки, так как оно "жестко" привязано к магнитным силовым линиям, т.е. фактически к конструктивным элементам (катушкам, соленоидам), создающим сильное магнитное поле.

В четвертом параграфе описаны два варианта изотропных разрядных камер большого объема, предназначенных для проведения физических экспериментов на пучках заряженных частиц от синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Рабочий объем первого варианта камеры^{/23/} представляет собой плоский конденсатор с размером электродов $90 \times 90 \text{ см}^2$ и межэлектродным зазором 30 см. Оптическая схема камеры позволяла регистрировать свет, проходящий через боковую стенку камеры, и совмещать изображения двух стереопроекций с углом 90° на фотокатоде одного ЭОПа.

Во время опробования этой камеры на синхротроне было получено несколько тысяч кадров в режиме регистрации медленных проходящих пи-мезонов и остановок мюонов в неоне и гелии. На рис. 4а, б показаны стереофотографии случаев распада на лету пи-мезонов с энергией 15 МэВ и остановок мю-мезонов в газе камеры с последующим захватом ядром и эмиссией тяжелой заряженной частицы. Описанная изотропная разрядная камера была использована в экспериментах по сравнению времен жизни пи-плюс и пи-минус мезонов^{/14/} и для измерения вероятности испускания тяжелых заряженных частиц при захвате остановившихся мю-мезонов ядрами неона^{/15/}.

Второй вариант изотропной разрядной камеры был предназначен для исследования редких процессов взаимодействия высокоэнергетичных протонов с легкими ядрами^{/16/}. Рабочий объем этой камеры представляет собой плексигласовый короб с размерами 100x70 см² и междуэлектродным зазором 30 см. Выбранная конструкция позволяла просматривать рабочий объем камеры через верхний полупрозрачный электрод и осуществлять стереофотографирование треков с углом между оптическими осями проекций, равным 30°, и совмещением изображений проекций на фотокатоде одного ЗОПа. При относительном отверстии объектива 1:3 и коэффициенте уменьшения 1:22 было достигнуто разрешение в пространстве рабочего объема камеры около 4 мм. На рис. 4г приведены стереофотографии треков тяжелых заряженных частиц, пересекающих объем камеры, при установке ее в разрезе фокусирующего канала магнитного спектрометра.

Таким образом, в результате исследований, описанных в этой главе, создан новый управляемый трековый прибор — изотропная разрядная камера, обладающая полностью изотропными свойствами, позволяющая работать с различными газовыми наполнениями, включая чистый водород, и имеющая в широких пределах линейную зависимость интегральной яркости трека от ионизирующей способности регистрируемых частиц. В заключение следует отметить, что изотропная разрядная камера была независимо предложена и осуществлена раньше, чем стримерная камера. Последняя хотя и обладает в несколько раз лучшим пространственным разрешением, не является полностью изотропным трековым прибором из-за сильного изменения яркости трека в зависимости от угла между направлением движения частицы и направлением электрического поля.

В третьей главе диссертации изложены работы по разработке систем формирования, фокусировки и отбора пучков заряженных частиц, обеспечивших выполнение основной программы экспериментальных исследований, а также нашедших применение в других физических и прикладных задачах. В первом параграфе описывается предложенный автором метод управляемой регистрации остановок мю-мезонов в газе изотропной камеры, основанный на формировании пучка мезонов с полушириной пробега $0,1 \text{ г/см}^2$ ^{/13/}. С помощью этой методики был получен чистый пучок отрицательных мю-мезонов с энергией 4,3 МэВ, вероятность остановки которого в камере метрового размера, наполненной неонем до давления 1 ат, достигала 75%. При этом примесь отрицательных пи-мезонов в таком пучке была менее $6,10^{-3}$. Были также получены пучки медленных пи-мезонов с энергией порядка 10 МэВ и интенсивностью от 1 до 10 с⁻¹.

Во втором параграфе описан метод фокусировки заряженных частиц от ускорителей путем формирования магнитного поля в зазоре отклоняющего магнита, подобного полю магнитной квадрупольной линзы, с помощью железных брусков^{/17/}. В аналитическом виде были получены формулы, позволяющие сравнительно просто рассчитать градиенты магнитных полей от прямоугольных железных брусков с учетом влияния полюсных наконечников.

Разработанный метод фокусировки нашел применение при формировании пучка медленных мезонов^{/18/}, при создании одноплечного магнитного спектрометра с фокусирующим каналом, описанным в следующем параграфе, и в целом ряде физических экспериментов для повышения интенсивности вторичных пучков заряженных частиц.

В третьем параграфе описывается одноплечный магнитный спектрометр с фокусирующим каналом и изотропной разрядной камерой для регистрации редких процессов ядерных взаимодействий^{/16/}.

При исследовании таких процессов почти всегда возникает задача надежной идентификации вторичных заряженных частиц, непосредственно связанных с изучаемой реакцией, в присутствии большого фона постороннего излучения, одновременно образующегося в мишени. В тех случаях, когда одно полезное событие приходится на десятки и сотни миллионов сопутствующих за-

ряженных частиц, возникает необходимость использовать все доступные факторы отбора по таким параметрам, как импульс частицы (магнитный анализ), время пролета, ионизационные потери, пробег или полная энергия. Кроме того, при исследовании исключительно редких событий приходится дополнительно прибегать к визуальной индикации частиц, для отсеивания случаев наложения частиц или случайных выбросов регистрирующей аппаратуры.

Общая схема спектрометра, разработанного и созданного по предложению автора, приведена на рис. 5. Основными элементами спектрометра являются: отклоняющий магнит с системой целевых коллиматоров, фокусирующий канал, позволяющий транспортировать отобранные частицы в бесфоновое помещение, изотропная разрядная камера, размещенная в разрезе фокусирующего канала, и регистрирующая аппаратура из различных комбинаций сцинтилляционных счетчиков. Блок-схема электроники позволяла осуществлять с последующей обработкой на связи с ЭВМ одномерный и многомерный анализ событий со всех сцинтилляционных счетчиков, измерять спектры по времени пролета между базовыми счетчиками и получать комбинированные двумерные спектры по амплитуде и времени пролета. Схема выдавала также импульсы управления для запуска изотропной разрядной камеры.

Выбранные параметры спектрометра позволили идентифицировать целый ряд весьма редких процессов упругого рассеяния протонов назад на ядрах ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^{21}\text{Li}$ и процессов квазиупругого рассеяния протонов на внутриядерных нуклонных ассоциациях в условиях большой передачи импульса 16 , 19 , 20 , 21 , 22 , 23 , которые ранее не удавалось обнаружить, а также процессы одиночного образования мезонов на двух- и трехнуклонных внутриядерных ассоциациях 24 , 25 , 26 , 27 , причем применением всех возможных параметров отбора заряженных частиц удалось достичь нижней границы сечения регистрируемых процессов на уровне 10^{-34} см²/стерад 16 .

Кроме того в несколько модифицированном варианте (рис. 12) спектрометр с фокусирующим каналом был применен для получения медицинского протонного пучка с энергией от 100 до 200 МэВ с целью изучения возможностей использования протонов высоких энергий в лучевой терапии онкологических больных 28 , 29 .

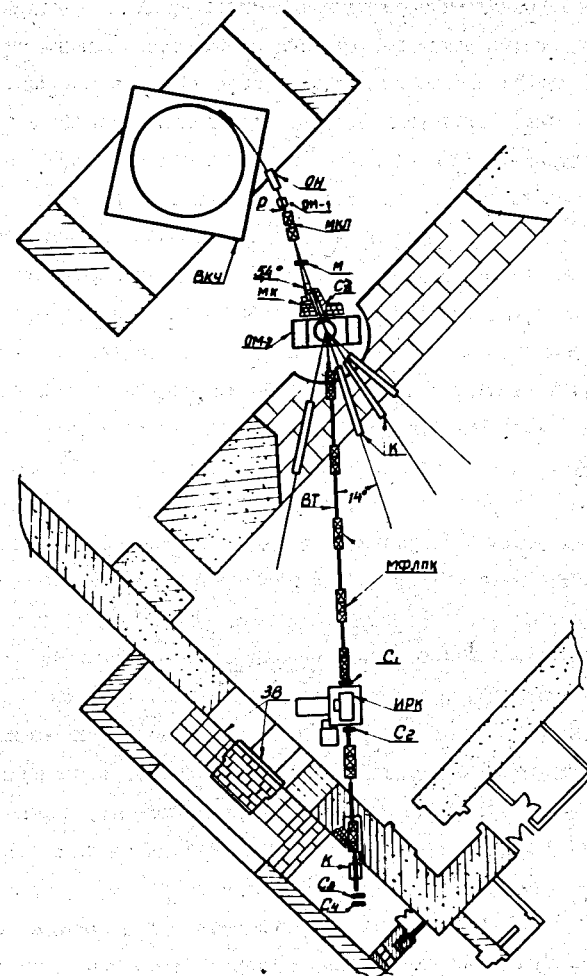


Рис.5 Общая схема магнитного спектрометра с фокусирующим каналом и изотропной разрядной камерой для регистрации редких процессов. ВКУ - вакуумная камера синхротрона; ОН - отклоняющие квадрупольные насадки; Р - введенный протонный пучок; ОМ-1, ОМ-2 - отклоняющие магниты; МФЛК - магнитная квадрупольная линза; М - мишень; МК - мониторная камера; СЗ - свинцовая защита; К - коллиматоры; ВТ - вакуумный тракт; МФЛК - магнитные квадрупольные линзы фокусирующего канала; ИРК - изотропная разрядная камера; С₁-С₄ - сцинтилляционные счетчики.

В четвертом параграфе третьей главы изложены работы по созданию широкоугольной магнитной линзы для фокусировки пи-мезонов. Для существенного увеличения интенсивностей мезонных пучков автором было предложено использовать методы широкоугольной фокусировки, приводящие к увеличению аксептанса по телесному углу примерно на два порядка^{/30/}. Сравнительное физико-техническое сопоставление двух возможных методов такой фокусировки с помощью тороидальных и неоднородных аксиально-симметричных магнитных полей показало, что хотя соленоидальные линзы с неоднородным полем являются более трудоемкими в отношении расчета, они существенно проще в осуществлении^{/30, 32/}. На основе детальных расчетов на ЭВМ было установлено^{/32/}, что для широкого класса неоднородных, аксиально-симметричных полей, усиленных на концах или имеющих распределение поля на оси с провалом посередине, всегда можно найти такое семейство траекторий, для которых выполняются условия широкоугольной фокусировки с телесным углом захвата около одногостерадиана при минимальных сферических и хроматических абберациях.

Автором был предложен и разработан вариант соленоидальной линзы, состоящей из набора имевшихся в распоряжении готовых катушек возбуждения от магнита-солеоида типа МС-4. Этот вариант линзы, показанный на разрезе А-А, рис. II, был осуществлен в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в 1974 году^{/31/}. С помощью такой линзы, имевшей телесный угол захвата около 0,4стерад, были получены пи-мезонные пучки, которые по интенсивности и плотности остановок на один-три порядка превышают аналогичные параметры существующих пучков как на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, так и на других ускорителях такого же типа в СССР и за рубежом.

В четвертой главе приводятся два примера физических экспериментов по первому применению методики изотропных разрядных камер на пучках заряженных частиц от ускорителя.

В первом параграфе описан эксперимент по уточнению времен жизни заряженных пи-мезонов, выполненный путем регистрации распадов пи-мезонов на лету в изотропной разрядной камере, наполненной гелием либо неоном до давления 1 ат.^{/14/} При этом был применен метод формирования пучка медленных пи-мезонов^{/13/}, описанный в третьей главе диссертации. Камера позволяла эффективно регистрировать распад пи-мезонов с энергией 15 МэВ на пути 50 см

внутри рабочего объема, при этом один случай распада приходится, примерно, на 10 кадров с треками входящих пи-мезонов. Результат измерения в этом эксперименте получен при просмотре 19 тыс. кадров с пи-мезонными треками, на которых зарегистрировано 1300 случаев распада. После усреднения по независимому просмотру тремя лаборантами, введения поправок и определения погрешности результата было получено значение отношения времен жизни пи-плюс и пи-минус мезонов, равное $0,98 \pm 0,06$, что в пределах ошибок не противоречит СРТ-инвариантности взаимодействия, вызывающего распад пи-мезонов.

После завершения первого этапа эксперимента, показавшего, что предложенным методом можно произвести сравнение времен жизни заряженных пи-мезонов с точностью около 1%, была опубликована работа колумбийской группы (Бардон, и др.)^{X/}, получившей отношение времен жизни пи-плюс и пи-минус мезонов, равное $1,004 \pm 0,007$. Описанная в этом параграфе работа была первым применением изотропных разрядных камер в физическом эксперименте. На примере этой работы была экспериментально показана возможность и перспективность изучения процессов распада нестабильных частиц в управляемых изотропных трековых камерах большого размера.

Во втором параграфе излагается работа по измерению вероятности испускания тяжелых заряженных частиц при захвате μ -мезонов ядрами неона^{/15/}. Изучение эмиссии тяжелых заряженных частиц, сопровождающей ядерный захват μ -мезонов, позволяет получать полезную информацию о механизме захвата мюонов ядрами. Такие заряженные частицы (изотопы водорода и гелия) не образуются непосредственно в элементарном акте четырехфермионного взаимодействия мюона с протоном ядра, но могут испускаться либо испарением из возбужденного ядра, возникающего при μ -захвате, либо выбиваться из ядра нейтронами прямого процесса $\mu + p \rightarrow n + \nu$, или, наконец, получают энергию, достаточную для выхода из ядра, вследствие корреляции нуклонов ядерного вещества.

Однако низкая вероятность процесса испускания тяжелых заряженных частиц, необходимость регистрации частиц с малыми пробегами и высокие требования к чистоте мюонного пучка затрудняют экспериментальное исследование этого явления. Так, до 1968 года отсутствовали данные даже о полной веро-

X/ Phys.Rev.Lett., 16,775 (1966).

ятности эмиссии заряженных частиц при μ -захвате в простом веществе с $Z > 2$. Основные экспериментальные работы в этом направлении были выполнены фотоэмульсионной методикой, что не позволило выделять события захвата мюонов ядрами определенного элемента.

В излагаемой работе^{/15/} методом изотропной разрядной камеры была измерена вероятность эмиссии заряженных частиц с пробегом, больше пробега протонов с энергией 1,1 МэВ при μ -захвате ядром Ne. Схема формирования пучка и получения остановок мюона в газе камеры описаны в третьей главе диссертации. В эксперименте было получено несколько тысяч кадров, из которых по ряду критериев было отобрано 1759 остановок μ -мезонов, 42 однолучевые звезды и 9 звезд с числом лучей более одного. С учетом малых по величине поправок, для вероятности образования заряженных частиц получено значение $W = 0,20 \pm 0,04$.

Таким образом, с помощью разработанного метода управляемой регистрации остановок в газе изотропной разрядной камеры впервые удалось измерить в условиях низкого порога регистрации полную вероятность испускания тяжелых заряженных частиц при захвате μ -мезонов в чистом веществе (неоне) и тем самым подтвердить справедливость заключения о более высоком выходе заряженных частиц при μ -захвате в ядрах с атомным номером $Z = 5 - 10$, полученным ранее для легких ядер фотоэмульсионной методикой.

В первом параграфе пятой главы диссертации изложены работы по упругому рассеянию быстрых протонов назад на ядрах ^3He , ^4He и ^6Li /16, 19, 21, 22/. Исследование упругого рассеяния протонов легкими ядрами на большие углы представляет определенный интерес с нескольких точек зрения. Такое рассеяние сопровождается большой передачей импульса ядру как целому и несет в себе информацию о высокоимпульсных компонентах волновой функции ядра. Выяснение механизма передачи большого импульса слабосвязанной системе нуклонов без ее развала необходимо для получения информации о короткодействующих корреляциях ядерных нуклонов, а также о вероятности определенного типа ассоциирования нуклонов в более тяжелых ядрах.

Однако до 1968 года экспериментальные данные о рассеянии протонов с энергией $10^2 - 10^3$ МэВ во всем интервале углов были известны только для рд-

- рассеяния. Эксперименты по рассеянию протонов с энергией выше 150 МэВ ядрами ^4He давали сведения только об упругом рассеянии вперед в интервале углов от 0 до 60° , так что сечение рассеяния назад было неизвестно даже по порядку величины. Данные по упругому рассеянию протонов высоких энергий ядрами ^3He и ^6Li вообще отсутствовали. Поэтому представляло значительный интерес провести изучение упругого рассеяния быстрых протонов назад на ядрах ^3He , ^4He и ^6Li и сопоставить полученные результаты с теоретическими предсказаниями.

Для регистрации ядер отдачи ^3He , ^4He и ^6Li был использован одноплечный спектрометр с фокусирующим каналом, описанный в третьей главе диссертации и показанный на рис. 5. Идентификация ядер ^3He и ^4He осуществлялась по величине эффективного импульса, времени пролета между базовыми счетчиками, ионизационным потерям и полной энергии или пробегу. При идентификации ядер ^6Li кроме того, использовалась фотографическая регистрация треков в изотропной разрядной камере^{/16/} для исключения случайных отсчетов и выбросов аппаратуры. Разработанная экспериментальная методика позволила надежно определять величину сечения рассеяния протонов назад на ядрах ^3He и ^4He без их развала и верхний предел сечения упругого рассеяния протонов назад на ядре ^6Li на уровне 10^{-34} см²/стерад. Полученные нами результаты вместе с другими известными данными по рассеянию быстрых протонов назад на легких ядрах приведены на рис. 6.

Сравнительные оценки дифференциального сечения упругого рассеяния быстрых протонов назад в с.ц.м. на основе предложенного Д.И. Блохинцевым^{x/} флюктуационного механизма передачи большого импульса легким ядрам были сделаны нами по следующей формуле, взятой из работы Д.И. Блохинцева и К.А. Токтарова^{xx/}

$$\frac{d\sigma_{pr}}{d\Omega} (P_A^*, 180^\circ) = \gamma(A) \frac{d\sigma_{pr}}{d\Omega} \left(\frac{P_A^*}{A}, 180^\circ \right) \cdot W_A(R_A),$$

где $d\sigma_{pr}/d\Omega$ - дифференциальное сечение упругого pp- или rp-рассеяния. $A \leq \chi(A) \leq A^2$, а $W_A(R_A)$ - вероятность местонахождения нуклонов ядра в области радиуса R_A - порядка \hbar/q , где q - переданный ядру импульс. Вычисленные по этой формуле значения $d\sigma_{pr}/d\Omega$ приведены на рис. 6 в зависимости от энергии налетающего протона T_p . Верхняя прямая для каждого ядра соответствует $\gamma = A^2$, нижняя $\gamma = A$. Весьма сильная зависимость дифференциального сече-

^{x/} ЖЭТФ, 33, 1295 (1957);

^{xx/} ОИЯИ, Р4-4018, Дубна (1968).

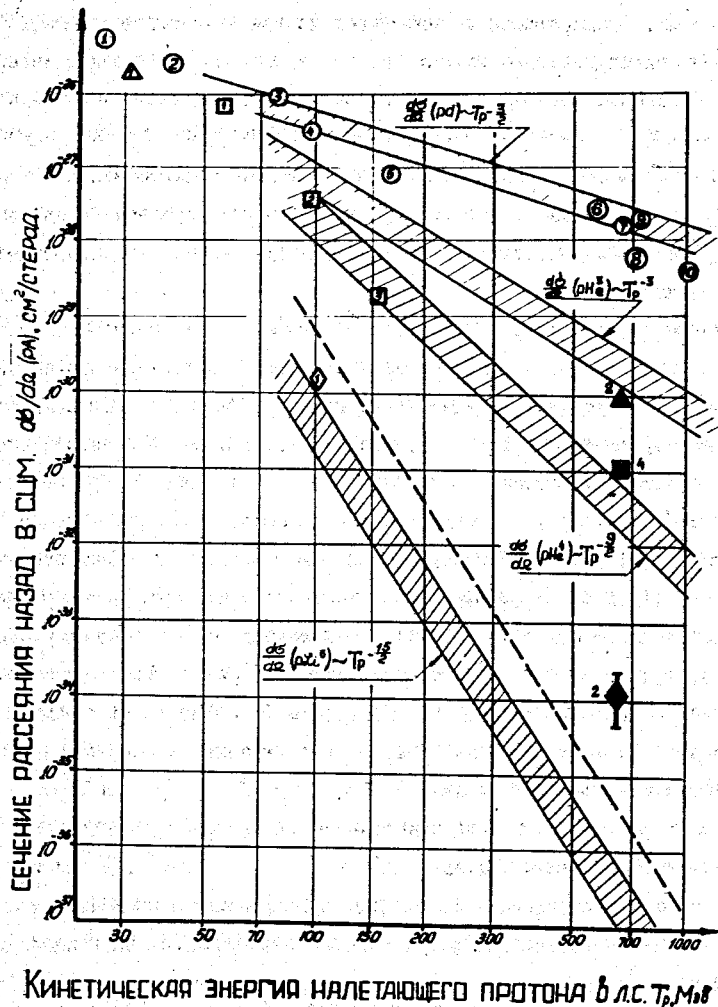


Рис. 6 Упругое рассеяние быстрых протонов назад на ядрах d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$. \blacktriangle , \blacksquare , \blacklozenge - данные настоящей работы; заштрихованные области на рис. 6 - расчетные оценки дифференциальных сечений упругого рассеяния быстрых протонов назад на основе флуктуационного механизма.

ния от энергии налетающих протонов определяется множителем $W_A(T_p) \approx T_p^{3A-3}$, так как все остальные сомножители в формуле для $d\sigma_{el}/d\Omega$ в диапазоне энергии 100 - 1000 МэВ являются приблизительно постоянными.

Таким образом, экспериментальные данные по упругому рассеянию быстрых протонов назад на ядрах ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$ указывают на чрезвычайно сильную зависимость дифференциального сечения рассеяния назад как от энергии налетающего протона, так и от массового числа ядра-мишени. Сопоставление всех имеющихся экспериментальных данных с приведенными теоретическими оценками позволяет прийти к выводу, что флуктуационный механизм передачи большого импульса легким ядрам, предложенный Д.И. Блохинцевым, правильно описывает величину и энергетическую зависимость дифференциального сечения в диапазоне энергий налетающих протонов 100 - 1000 МэВ для всех стабильных легких ядер от дейтрона до ${}^7\text{Li}$.

Во втором параграфе описан эксперимент по изучению энергетической зависимости упругого рассеяния протонов дейтронами в интервале 360 - 670 МэВ^{23/}. Для более детальной проверки не только флуктуационной модели, но и других возможных механизмов упругого рассеяния протонов назад несомненный интерес представляет изучение особенностей в энергетической и угловой зависимости сечения упругого рассеяния протонов с большой передачей импульса легким ядрам. Так, для интерпретации pd -рассеяния назад при энергиях выше 100 МэВ, к настоящему времени предложен ряд механизмов (подхват нейтрона, однократное рассеяние, двойное рассеяние) и проведены расчеты, которые качественно правильно описывают особенности такого рассеяния - рост дифференциального сечения при приближении к 180° и быстрое падение этого сечения с ростом энергии налетающих протонов. Однако вопрос об относительной роли этих механизмов продолжает оставаться открытым. Более того, в последнее время опубликованы работы, в которых учитывается возможное влияние на упругое рассеяние возбуждения нуклонов. Так, в работе Крегга и Уилкина^{x/} показано, что для энергий налетающих протонов 400 - 1200 МэВ доминирующим может быть механизм рассеяния, описываемый треугольной фейнмановской диаграммой, в одной из вершин которой идет виртуальный процесс $p+N \rightarrow d+\pi$. Известно, что этот процесс имеет хорошо выраженный ре-

^{x/} Nucl. Phys., B14, 477 (1969).

резонансный характер, связанный с возбуждением резонанса $\Delta(3,2, 3,2)$. Поэтому такой механизм должен приводить к максимуму в энергетической зависимости упругого pd -рассеяния назад при энергии протонов 600–700 МэВ. Ранее известные экспериментальные данные не исключали такой возможности, так как при энергии выше 700 МэВ наблюдалось резкое падение сечения назад с ростом энергии, а систематических измерений для энергий ниже 700 МэВ не производилось.

С целью проверки этого предложения нами были выполнены эксперименты по измерению сечения упругого pd -рассеяния назад в диапазоне 360–670 МэВ, где резонансный механизм рассеяния, если он является доминирующим, должен проявиться наиболее отчетливо^{/23/}. Поставка опыта была близка к описанному ранее в первом параграфе этой главы. Уменьшение энергии достигалось торможением протонов в алюминиевых фильтрах, устанавливаемых на выходе пучка из камеры синхротрона перед коллиматором и квадрупольной линзой, фокусирующей пучок на мишень. Для калибровки сечения упругого pd -рассеяния в тех же условиях измерялся выход дейтронов из реакции $p+p \rightarrow d+p$. Полученные данные вместе со всеми известными из литературы измерениями сечения упругого pd -рассеяния представлены на рис. 7. Как видно из этого рисунка, энергетическая зависимость имеет четко выраженное "плечо" в области энергии ~700 МэВ, где, согласно упомянутой работе Крэгга, Уилкина как раз и должен находиться максимум энергетической зависимости этого процесса.

Качественно такое поведение сечения можно объяснить, предположив, что в энергетическом интервале от 0,1 до 3 ГэВ основную роль играют, по крайней мере, два механизма рассеяния – обменный и резонансный, вклад которых в сечение упругого рассеяния назад может резко меняться в зависимости от энергии налетающих протонов. На рис. 7б представлены результаты нескольких вариантов расчета для этих двух механизмов рассеяния на угол 160° . Можно видеть, что даже при учете D -состояния дейтрона и использовании наиболее обоснованных формфакторов дейтрона, обменный механизм не воспроизводит особенности сечения, наблюдаемой вблизи энергии 700 МэВ, и приводит к значению сечения при этой энергии, примерно в десять раз меньше наблюдаемого. В то же время такой механизм приблизительно правильно описывает поведение сечения при меньших и больших энергиях на-

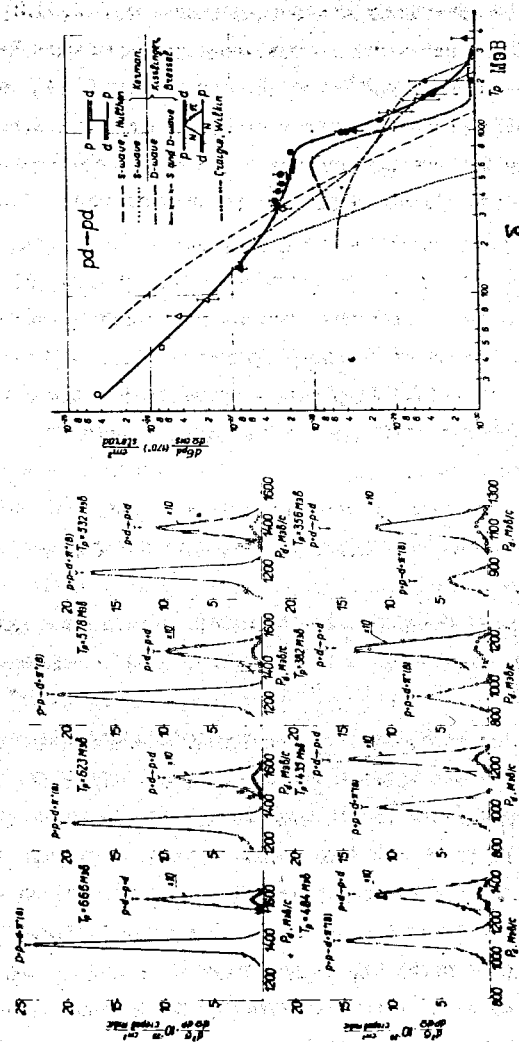


Рис. 7 а) Импульсные спектры дейтронов из $pd \rightarrow pd$ рассеяния к реакции $pp \rightarrow dT$ под углом $5,5^\circ$ к протонному пучку. б) Энергетическая зависимость упругого pd -рассеяния назад в зависимости от энергии налетающего протона в л.с. ■ - данные настоящей работы. Сплошная кривая проведена по точкам для наглядности. Теоретически кривые вычислены по модели получена с различными волновыми функциями дейтрона. Пунктирная кривая - результаты расчета Крагга и Уилкина.

летающих протонов. С другой стороны, сечение pd -рассеяния, вычисленное Крэгги и Уилкиным на основе резонансного механизма, оказывается пропорциональным сечению реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$ и поэтому, как и сечение этой реакции, имеет максимум при энергии налетающих протонов около 700 МэВ. Резкое преобладание обменного механизма при меньших энергиях приводит к "смазыванию" чисто резонансного поведения сечения вблизи 700 МэВ и заполнению ожидаемого "провала" в энергетической зависимости pd -рассеяния.

Резонансный механизм рассеяния, в принципе, может проявляться и при рассеянии легкими ядрами, более сложными, чем дейтрон. Поэтому дальнейшие экспериментальные исследования упругого протон-ядерного рассеяния, возможные уже только на "мезонных" фабриках, особенно интересны для выяснения вопроса о том, насколько общим для этих процессов является механизм возбуждения барионных резонансов.

В шестой главе диссертации изложены работы по исследованию процессов взаимодействия протонов высоких энергий с нуклонными ассоциациями в легких ядрах.

В первом параграфе рассматриваются эксперименты, связанные с выбиванием быстрых ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ фрагментов из легких ядер протонами с энергией 665 МэВ.

Первые эксперименты по выбиванию высокоэнергетичных дейтронов были выполнены в Лаборатории ядерных проблем еще в 1957 году, однако до 1968 года выбивание более тяжелых ядер не поддавалось наблюдению из-за исключительно малой вероятности таких процессов. Цель работ, описанных в этом параграфе, состояла в измерении сечения квазиупругого рассеяния протонов с энергией 665 МэВ на трех- и четырехнуклонных ассоциациях в легких ядрах при максимальной передаче импульса вылетающим фрагментам для оценки эффективного числа таких ассоциаций в условиях минимального влияния вторичных процессов /20, 21, 22/. Так же как и в опытах по упругому рассеянию протонов на ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, описанных в пятой главе диссертации, применение одноплечного магнитного спектрометра с фокусирующим каналом и идентификация частиц по эффективному импульсу, времени пролета, ионизационным потерям и полной энергии, позволили надежно выделить и зарегистрировать процессы квазиупругого рассеяния протонов на трех- и четырехнуклонных ассоци-

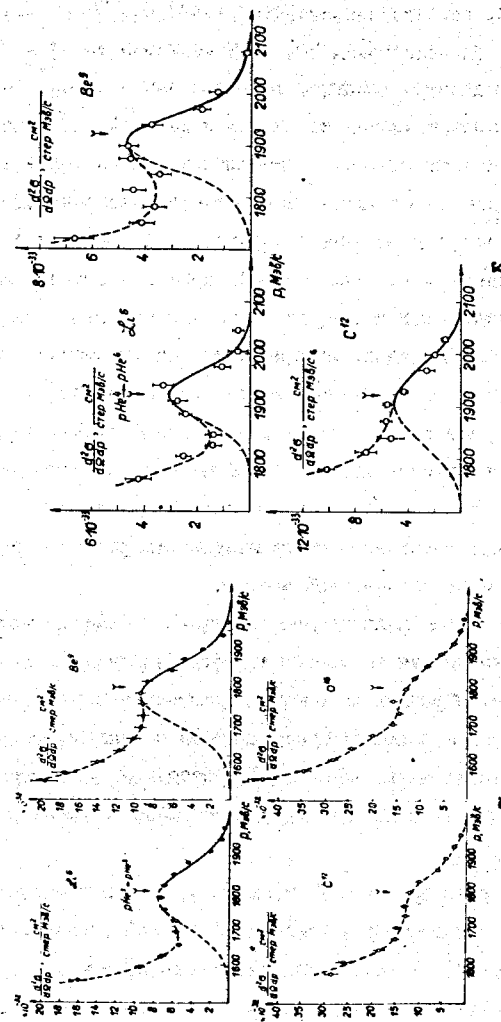


Рис.8 Высокоэнергетические участки спектров ядер ${}^3\text{He}$ (а) и ${}^4\text{He}$ (б), выбиваемых из ядер под углом $5,4^\circ$ к пучку протонов в л.с. Стрелками указаны положения импульсов ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при упругом p - ${}^3\text{He}$ и p - ${}^4\text{He}$ рассеянии в тех же условиях.

апиях в легких ядрах. Результаты измерения спектров ^3He и ^4He , полученные в этих условиях, на ядрах Li , Be , C , O показаны на рис. 8. Характерной особенностью наблюдаемых спектров является пик в выходе гелия из Li , менее четко выраженный при выходе из Be . На ядрах ^{12}C и ^{16}O наблюдается только определенная немонотонность в уменьшении выхода при возрастании импульса гелия. На рис. 9 приведены данные о сечениях упругого и квазиупругого рассеяния, полученные нами и в работе Л.С. Ажгирей и др. по выбиванию дейтронов, а также отношение сечений квазиупругого и упругого рассеяний, имеющее в импульсном приближении смысл полного эффективного числа нуклонных ассоциаций. (Для удобства сравнения эти отношения, обозначенные через Π_x , поделены на величину A/m , где m — число нуклонов в ассоциации). Из полученных нами данных следует, что полные эффективные числа трех- и четырехнуклонных ассоциаций, способных воспринимать большие переданные импульсы ($q = 8 - 10 \text{ ф}^{-1}$), с точностью до множителя 1,5-2, близки к значению A/m . На рис. 9 показаны также результаты расчета эффективных чисел р-оболочки на основе оболочечной модели.

Таким образом, в целом наблюдаемая совокупность данных может быть объяснена, без детального учета вторичных эффектов перерассеяния, в предположении, что механизм образования быстрых фрагментов в изученной области энергий состоит в прямом взаимодействии протона с нуклонными ассоциациями, причем эффективные числа таких ассоциаций, способных воспринять большую передачу импульса, близки к значениям, рассчитанным в рамках оболочечной модели для р-оболочки.

Во втором параграфе излагается эксперимент по энергетической зависимости сечения выбивания быстрых дейтронов из ядер Li , Be и C протонами с энергией 380-665 МэВ^{24/}. В ряде работ неоднократно указывалось, что даже процесс выбивания дейтронов носит довольно сложный характер. Помимо процесса $p + [np]_{s=1, T=0} \rightarrow p + d$, определенную роль может играть рассеяние на $[np]$ -парах в синглетном состоянии с изоспином $T=1$: $p + [np]_{s=0, T=1} \rightarrow p + d$, либо на $[nn]$ -парах: $p + [nn]_{s=0, T=1} \rightarrow n + d$. Здесь квадратные скобки обозначают, что нуклонные пары находятся внутри ядра мишени. В этой ситуации необходима новая экспериментальная информация. В частности, представляет интерес сравнение энергетической зависимости выхода дейтронов, квазиупруго выби-

^{x/}ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).

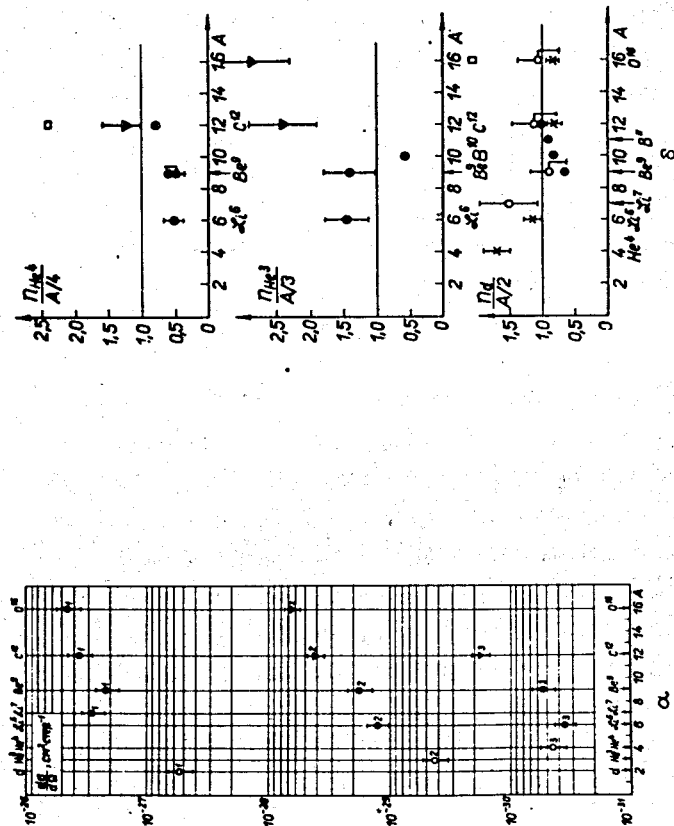


Рис. 9 а). Дифференциальное сечение в л.с. квазиупругого рассеяния протонов с энергией 665 МэВ на нуклонных ассоциациях и соответствующих свободных ядрах. Точки 1, 2, 3 относятся соответственно к выбиванию d , He и He . Точки 1 — данные работы Л.С. Ажгирей и др.), 2, 3 — данные настоящей работы. б) Отношение сечений квазиупругого рассеяния к сечению свободного рассеяния. в) — точки, приведенные без ошибок соответствуют результатам расчетов эффективных чисел на основе оболочечной модели.

ваемых из ядра, с соответствующей зависимостью упругого pd -рассеяния. Кроме того, для сведений о полном числе нуклонных ассоциаций в легких ядрах (не только в p -, но и в S -оболочке) необходимо выяснить, как влияют на сечение выбивания фрагмента упругие и неупругие взаимодействия падающего протона и вылетающего фрагмента с нуклонами ядра мишени. Постановка эксперимента^{124/} практически совпадает с постановкой опыта по изучению энергетической зависимости упругого pd -рассеяния, описанного в предыдущей главе диссертации. Высокоэнергетичные участки спектра дейтронов, выбиваемые из ядер Li , Be и C под углом $5,5^\circ$ к направлению протонного пучка, были измерены при энергии налетающих протонов 666, 578, 484, 382 МэВ. Полученные результаты представлены на рис. 10. Для количественного сравнения энергетической зависимости квазиупругого рассеяния протонов двухнуклонными ассоциациями с энергетической зависимостью свободного pd -рассеяния были выполнены расчеты влияния на сечение выбивания дейтронов упругих и неупругих взаимодействий падающего протона и вылетающего дейтрона аналогично тому, как это было сделано в работах В.А. Калинин и В.Л. Шмонина^{х/}. В исследуемой области энергии коэффициент δ , количественно характеризующий это влияние, изменяется не более чем на 10%, поэтому наблюдаемое в пределах ошибок эксперимента постоянство отношения сечений квазиупругого выбивания и упругого pd -рассеяния (рис. 10в) указывает на то, что механизм упругого pd -рассеяния является, по-видимому, определяющим и при рассеянии протонов на двухнуклонных ассоциациях. Для ядра ^{12}C было произведено количественное сравнение величины эффективного числа дейтронных ассоциаций, рассчитанного в оболочечной модели, с экспериментальным значением Π_4 . Экспериментальное значение Π_4 по данным настоящей работы составляет $4,9 \pm 0,3$, расчетное значение лежит в пределах 4,2 - 5,4. Так как сама точность расчетов абсолютных значений эффективных чисел в оболочечной модели составляет $\pm 50\%$, то такое совпадение экспериментальных и расчетных значений можно считать вполне удовлетворительным.

В третьем параграфе представлены результаты измерений спектров ядер гелия-3, трития и гелия-4 в интервале импульсов от 1000 до 2000 МэВ/с^{125/}. Можно ожидать, что в этих условиях проявляются и другие возможные прямые реакции квазисвободного взаимодействия протонов с нуклонными ассоциациями,

^{х/} ОИЯИ, Р4-6298, Р4-6299, Дубна (1972).

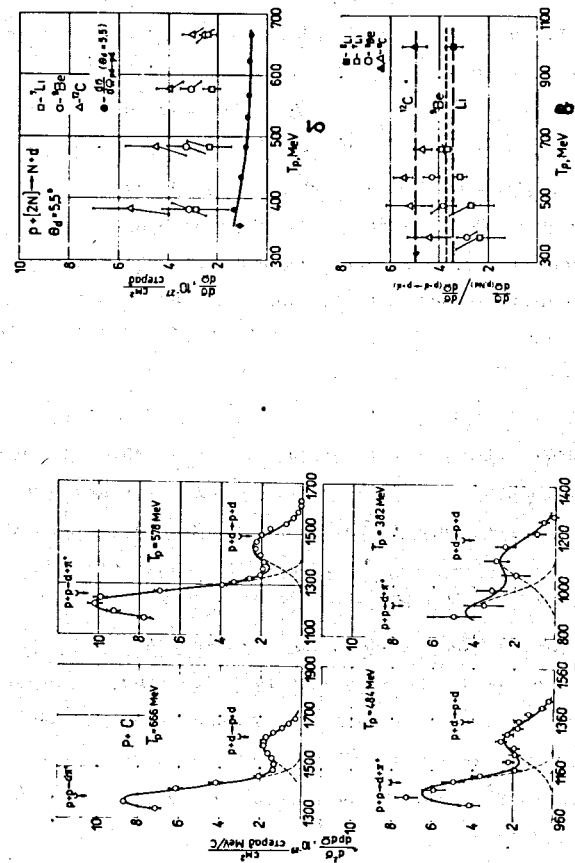


Рис. 10 а). Выход быстрых дейтронов, выбиваемых из ядра ^{12}C под углом $5,4^\circ$ к пучку протонов при четырех значениях энергии протонов. б) Энергетическая зависимость дифференциального сечения квазиупругого выбивания дейтронов. Сплошная линия проведена по экспериментальным точкам для упругого pd -рассеяния назад. в) Отношение сечения квазиупругого выбивания дейтронов из лития, бериллия и углерода к сечению упругого pd -рассеяния назад. Точки при $T = 1000$ МэВ взяты из работы Шатера и др.

^{х/} Phys.Rev.Lett., 19, 1189 (1967).

В частности, прямые реакции мезообразования на таких ассоциациях. В этом случае относительно интенсивными могут быть реакции, имеющие бинарный характер, когда в "элементарном" акте взаимодействия протона с ассоциацией возникают две частицы - пион и легкое ядро (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$). Изучение таких квазисвободных процессов мезообразования позволяет получить дополнительную информацию о вероятности нуклонного ассоциирования по сравнению с процессами квазиупругого рассеяния. Так, например, при квазиупругом выбивании дейтронов возможны процессы: $p + [np]_{T=0} \rightarrow p + d$, $p + [np]_{T=1} \rightarrow p + d$, $p + [nn]_{T=1} \rightarrow n + d$ с участием только $[np]$ -и $[nn]$ -пар в различных изоспиновых состояниях. В то же время в процессах мезообразования на двухнуклонных ассоциациях возможны квазисвободные бинарные реакции, в которых представлены все типы парных ассоциаций нуклонов, включая и ассоциации $[pp]$ -пар: $p + [np]_{T=0,1} \rightarrow \pi^+ + {}^3\text{H}$, $p + [nn]_{T=1} \rightarrow \pi^0 + {}^3\text{H}$, $p + [np]_{T=0,1} \rightarrow \pi^+ + {}^3\text{He}$, $p + [nn]_{T=1} \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He}$, $p + [pp]_{T=1} \rightarrow \pi^+ + {}^4\text{He}$.

В качестве первого шага для оценки вклада бинарного канала мезообразования в спектрах быстрых ядер гелия и трития, нами были измерены спектры этих ядер^{/25/}, образующиеся при соударении протонов с энергией 665 МэВ с ядрами Li , Be и C в области энергии ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, кинематически соответствующей процессам мезообразования в реакциях: $p + d \rightarrow \pi^+ + {}^3\text{He}$, $p + d \rightarrow \pi^+ + {}^3\text{H}$, $p + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + {}^4\text{He}$, $p + {}^3\text{H} \rightarrow \pi^+ + {}^4\text{He}$.

Постановка эксперимента была близка к уже описанной в I и 2 параграфах этой главы за исключением некоторых усовершенствований, сделанных в связи с необходимостью уменьшения порога регистрации изучаемых частиц. В рассматриваемых измерениях мишени из Li , Be и C устанавливались в вакуумном боксе и количество вещества в первом базовом счетчике было уменьшено с $0,78 \text{ г/см}^2$ до $0,22 \text{ г/см}^2$.

В полученных таким образом спектрах ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, показанных на рис. II, достаточно четко выделяется только пик квазиупругого рассеяния. В области энергий, кинематически соответствующих квазисвободным бинарным процессам мезообразования, наблюдается только резкое увеличение выхода быстрых ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$. Отсутствие четко выраженных пиков в этой области энергий значительно отличает эти спектры от спектров дейтронов, где наблюдается интенсивный пик, связанный с квазисвободным бинарным про-

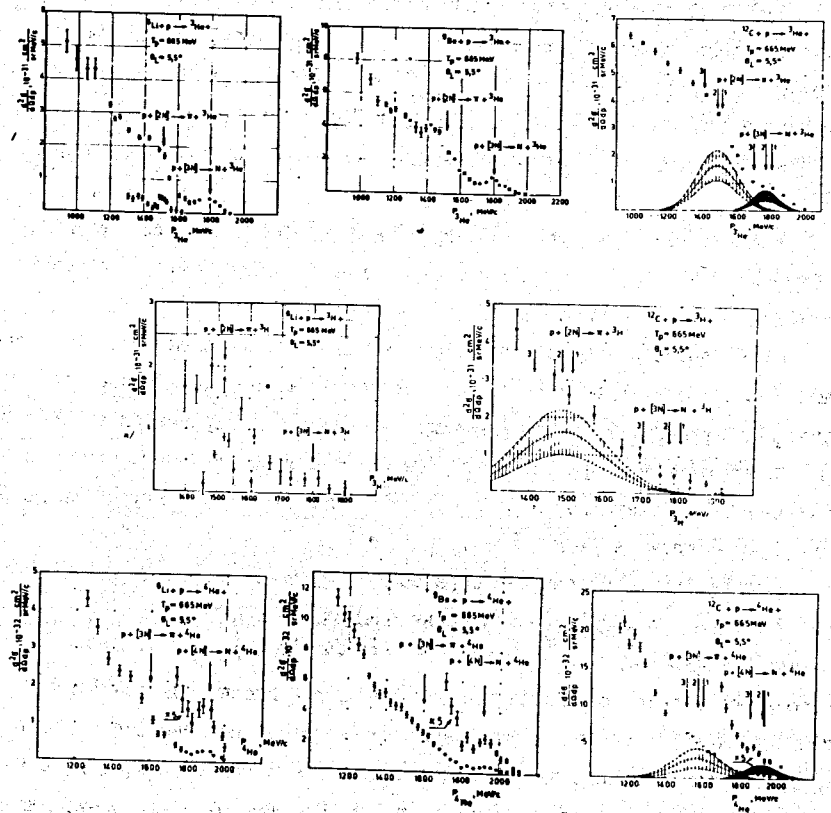


Рис. II. Спектры ядер гелия-3, трития и гелия-4 в интервале импульсов от 1000 до 2000 МэВ/с, выбиваемых из ядер под углом $5,4^\circ$ к пучку протонов. Для ядра ${}^{12}\text{C}$ в виде гауссовых кривых с коридором ошибок приведены расчетные сечения образования высокоэнергетичных фрагментов в прямых ядерных реакциях квазиупругого рассеяния протонов на двух-, трех- и четырехнуклонных ассоциациях и бинарных процессах мезообразования на двух- и трехнуклонных ассоциациях.

цессом мезообразования $p + [LN] \rightarrow \bar{n} + d$ на нуклонах внутри ядра.

Наблюдаемое различие спектров дейтронов и более тяжелых фрагментов качественно можно объяснить различной угловой зависимостью дифференциальных сечений процессов мезообразования в нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных соударениях, а также процессами парного мезообразования, возможного только в реакциях $p + [2N] \rightarrow 2\pi + {}^3\text{He}({}^3\text{H})$ и $p + [3N] \rightarrow \pi + {}^4\text{He}$ и дающего непрерывный участок спектра ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ между "высокоэнергетичными" и "низкоэнергетичными" пиками бинарных реакций одиночного мезообразования.

В четвертом параграфе анализируются полученные экспериментальные данные по спектрам быстрых ядер гелия и трития, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 665 МэВ с легкими ядрами /26, 27/.

Среди возможных механизмов образования быстрых фрагментов (x) с энергией в сотни МэВ наибольший интерес представляют прямые ядерные реакции типа $p + A \rightarrow y + x + B$, в которых быстрые частицы y и x образуются путем прямого взаимодействия протона с ядерным кластером $[c]$ в бинарном процессе $p + [c] \rightarrow y + x$. Остаточное ядро B возникает при этом путем виртуального распада ядра-мишени $A \rightarrow B + [c]$.

Дифференциальное сечение образования фрагментов x в процессах типа $p + A \rightarrow y + x + B$ оценивается с помощью следующей формулы:

$$d\sigma/d\Omega(p, y, x) = \gamma M_c^2 \sum_i n_{\alpha_i}(c_i) M_{c_i}^2 \cdot d\sigma/d\Omega(p, c, y, x),$$

которая отличается от выражения, получаемого в плосковолновом приближении, двумя обстоятельствами. Суммирование производится по всем типам кластеров $[c_i]$, имеющих различные значения изоспина T и его проекции T_z , но допускающих бинарное образование частиц y и x в процессах $p + [c_i] \rightarrow y + x$. Для учета искажения волн налетающих протонов в ядре мишени и испускаемых фрагментов в остаточном ядре вводится фактор γ , вычисленный для некоторого усредненного распределения кластеров $[c_i]$ в ядре мишени. Рассчитанные по этим формулам дифференциальные сечения образования быстрых фрагментов для ядра ${}^{12}\text{C}$ показаны на рис. II.

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы: I. Образование ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ с энергией выше 350 МэВ под малыми углами к протонному

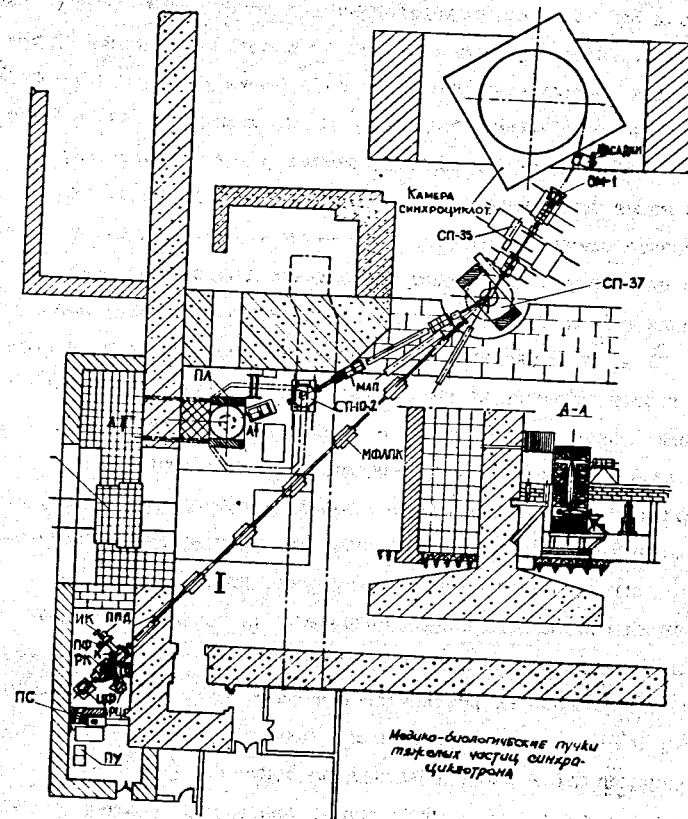


Рис. 12. Общая схема формирования медицинских протонного (I) и пи-мезонного (II) пучков в здании синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Сечение по А-А показывает вертикальный разрез пи-мезонной широкоугольной магнитной линзы и преддурного помещения.

пучку с энергией 665 МэВ при взаимодействии с легкими ядрами мишени может быть в основном объяснено прямыми ядерными реакциями двух типов: а) квазиупругим рассеянием протонов на кластерах: $p + [^3\text{H}] \rightarrow n + ^3\text{He}$ и $p + [^4\text{H}] \rightarrow n + ^4\text{He}$ б) реакциями одиночного мезообразования на кластерах: $p + [^2\text{H}] \rightarrow \pi + ^3\text{He}$, $p + [^3\text{H}] \rightarrow \pi + ^4\text{He}$. Образование быстрых ядер трития в тех же условиях, по-видимому, также может быть связано с реакциями упомянутого типа, однако в этом случае прямое сравнение расчета с экспериментом затруднено в области квазиупругого пика отсутствием экспериментальных данных о сечении упругого $p\text{-}^3\text{H}$ -рассеяния назад. 2. Согласие расчетных значений сечения образования ядер ^3He , ^3H и ^4He с экспериментом может быть получено при следующих условиях: а) полные эффективные числа нуклонных ассоциаций (кластеров) равны значениям, полученным из расчетов в оболочечной модели ядра, б) искажение волн падающих протонов и образующихся быстрых фрагментов учитывается в приближении прямолинейных траекторий, а эффективное пространственное распределение кластеров имеет вид, промежуточный между распределением типа $\rho(r)$ и $\sqrt{\rho(r)}$, где $\rho(r)$ — плотность распределения ядерных нуклонов, в) в реакциях на двухнуклонных кластерах учитываются не только дейтронные кластеры, но и кластеры с изоспином $T=1$. 3. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные и теоретические результаты указывают на существенную роль возбуждения (3/2, 3/2) барионного резонанса в процессах упругого рассеяния протонов с энергией 400 – 700 МэВ легчайшими ядрами — d , ^3H и ^3He .

В приложении к диссертации приводятся сведения о применении разработанных нами систем формирования и фокусировки заряженных частиц в таких прикладных исследованиях, как ядерная медицина.

В первом параграфе дается краткий обзор основных особенностей применения тяжелых заряженных частиц в лучевой терапии^{/34/}.

Отмечается, что наиболее реальным в настоящее время является применение для лучевой терапии протонных пучков от действующих или специально сооружаемых ускорителей. Первые работы с применением тяжелых заряженных частиц начались в США и Швеции. Основным направлением этих исследований было успешное использование узких пучков заряженных частиц для целей радионейрохирургии. В то же время единичные попытки применения протонных

пучков в онкологии для непосредственного облучения патологических очагов не получили сколь-нибудь заметного развития.

Во втором параграфе Приложения излагаются работы по получению и использованию первого в Советском Союзе медицинского протонного пучка с энергией до 200 МэВ, созданного на синхротроне 660 МэВ Лаборатории ядерных проблем в апреле 1970 года^{/28, 29, 35/}. Главной целью намеченной программы работ по протонной терапии было использование широких протонных пучков для облучения глубоко расположенных опухолей. Общая схема получения, формирования и транспортировки медицинского протонного пучка с энергией от 100 до 200 МэВ показана на рис. 12.(1)

В процедурной и пультной комнатах размещено дозиметрическое, встиковое и вспомогательное оборудование, разработанное для контроля за ходом облучения больных и биологических объектов на медицинском протонном пучке^{/36, 37, 38/}.

С декабря 1967 года по июль 1974 года на медицинском протонном пучке Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ специалистами Института экспериментальной и клинической онкологии АМН СССР во главе с А.И. Рудерманом лучевая терапия широкими протонными пучками высоких энергий была проведена в общей сложности 87 больным с различными типами злокачественных образований (злокачественные опухоли кожи, рак гортани, пищевода, легкого, злокачественные опухоли костей)^{/33/}.

Клинический опыт^{/39/}, накопленный на медицинском протонном пучке Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, показал несомненную целесообразность и преимущества применения протонов высоких энергий в лучевой терапии онкологических больных и может служить основой для применения в медицине других тяжелых заряженных частиц.

В третьем параграфе Приложения описываются работы по созданию и применению медицинского пи-мезонного пучка Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. В последние годы в физике пи-мезонных взаимодействий получен большой экспериментальный материал, показывающий, что наиболее эффективными частицами для лучевой терапии злокачественных образований, по-видимому, будут отрицательные пи-мезоны с энергиями от 25 до 100 МэВ. К сожалению, до пос-

ледного времени использовать отрицательные пи-мезоны в терапии раковых заболеваний не представлялось возможным, так как для получения в опухоли дозы в 150 бэр необходимо остановить примерно 10^8 пи-мезонов в каждом кубическом сантиметре опухоли.

В Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ по предложению автора^{/30/} был разработан и осуществлен вариант широкоугольной соленоидальной линзы с неоднородным аксиально-симметричным полем, описанной в третьей главе диссертации, и на ее основе в 1974 году впервые в мировой практике создан медицинский пи-мезонный пучок с параметрами, достаточными для проведения радиобиологических и некоторых клинических исследований^{/31, 40/}. Общая схема формирования этого пучка, вместе с вертикальным разрезом широкоугольной линзы и проецируемого помещения, показана на рис. 12(П). Для пи-минус-мезонов с энергией около 30 МэВ при потоке 670 МэВ протонов $1,0 \div 1,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, падающих на мишень из меди, получены следующие параметры пучка: полная интенсивность $1,0 \div 1,5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, плотность потока $1,0 \div 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, плотность остановок $5 \div 7 \cdot 10^4 \text{ г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ в воде. Для пучка пи-плюс-мезонов эти параметры в 3,5 ÷ 4 раза выше. Мощность дозы в пике Брэгга для пучка отрицательных пи-мезонов составляет около 3, 5 ÷ 5,0 рад/мин^{/33/}.

Полученный пучок отрицательных пи-мезонов используется в настоящее время специалистами из Онкологического научного центра АМН СССР для проведения радиобиологических и предклинических исследований, относящихся к лучевой терапии онкологических больных^{/33, 40/}.

В четвертом параграфе кратко рассмотрены перспективы использования протонов и пи-мезонов высокой энергии в медицине^{/33/} с использованием разработанных методов формирования и фокусировки заряженных частиц после завершения реконструкции синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в сильноточный фазотрон, рассчитанной на увеличение внутреннего тока протонов до 50 мкА (вместо существующих 2,3 мкА) и на увеличение интенсивности выведенного пучка примерно в 100 раз.

Ожидается, что поток отрицательных пи-мезонов в фокусе широкоугольной линзы возрастет до 10^9 с^{-1} , что обеспечит мощность дозы в максимуме дозного распределения около 100 рад/мин. Предусматривается возможность

одновременной работы на ускорителе как физикам экспериментаторам, так и медикам.

Основные результаты диссертации могут быть кратко сформулированы следующим образом:

I. По разделу методических разработок:

1. Впервые предложена и создана люминесцентная камера со сцинтиллятором из пластмассовых нитей, позволившая увеличить рабочий объем камеры до 2500 см^3 и использовать сцинтиллирующие вещества, содержащие в своем составе водород.
2. Теоретически рассмотрена принципиальная возможность создания управляемой жидкостной камеры и определены технические условия на оптические приборы, необходимые для ее осуществления.
3. Впервые предложен, разработан и создан новый трековый детектор - управляемая изотропная разрядная камера с наполнением различными газами, включая чистый водород. Разработан метод практически полного устранения искажений в электронно-оптических преобразователях, работающих в режиме многократной магнитной фокусировки. Для проведения физических экспериментов на пучках заряженных частиц от синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ разработаны, созданы и опробованы изотропные разрядные камеры с рабочим объемом вплоть до $1000 \times 700 \times 300 \text{ мм}^3$.
4. Разработаны методы формирования пучка медленных мезонов и управляемой регистрации остановок в газе изотропной разрядной камеры, определивших новые возможности использования таких камер для изучения свойств медленных и остановившихся мезонов.
5. Разработан простой метод фокусировки заряженных частиц путем формирования поля в зазоре отклоняющего магнита, подобного полю в магнитной квадрупольной линзе, позволивший в несколько раз увеличить интенсивности вторичных пучков заряженных частиц при проведении физических экспериментов на ускорителях.
6. Предложен, разработан и создан одноплечный магнитный спектрометр с фокусирующим каналом, изотропной разрядной камерой и системой регистрации частиц, позволивший идентифицировать чрезвычайно редкие про-

пессы в нуклон-ядерных соударениях с сечениями вплоть до 10^{-34} см²/стерад.

7. Впервые предложена, разработана и создана широкоугольная магнитная линза с неоднородным аксиально-симметричным магнитным полем и аксептансом по телесному углу около 0,4 стерад. С помощью этой линзы увеличена плотность остановок пи-минус мезонов примерно в 100 раз и плотность остановок пи-плюс мезонов примерно в 1000 раз по сравнению с существующими пучками в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.
- II. С использованием разработанных методов регистрации и формирования пучков частиц проведена серия физических экспериментов на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, и впервые выполнены систематические исследования процессов взаимодействия протонов высоких энергий с легкими ядрами и внутриядерными нуклонными ассоциациями в условиях большой передачи импульса, в которых получены следующие новые результаты:
 8. На примере работы по сравнению времен жизни π^+ и π^- -мезонов экспериментально показана возможность изучения процессов распада нестабильных частиц в изотропных камерах большого размера.
 9. Определена вероятность испускания тяжелых заряженных частиц при захвате остановившихся μ^- -мезонов в чистом веществе - неоне.
 10. Впервые измерены весьма редкие процессы упругого рассеяния быстрых протонов назад на легких ядрах ^3He и ^4He . Определен верхний предел сечения такого процесса на ядре ^4He . Установлено быстрое уменьшение сечения рассеяния назад с ростом энергии налетающих протонов и увеличением атомного веса ядра мишени. Показана сопоставимость экспериментальных данных с теоретическими оценками на основе флуктуационного механизма.
- II. Детально определена энергетическая зависимость упругого pd -рассеяния назад. Впервые обнаружено проявление резонансного механизма в упругом pd -рассеянии назад в диапазоне энергий 360 - 670 МэВ.
12. Впервые зарегистрированы процессы выбивания быстрых ^3He и ^4He фрагментов. Обнаружены максимумы и немонотонности в высокоэнергетичных участках спектров этих ядер, которые можно интерпретировать как результат

- квазиупругого рассеяния высокоэнергетичных протонов трех- и четырех-нуклонными ассоциациями в легких ядрах. Показана сопоставимость эффективных чисел этих ассоциаций с расчетами по оболочечной модели.
13. Изучены спектры быстрых ядер ^3He , ^3H , ^4He в диапазоне импульсов 1000-2000 МэВ/с и получено указание на существование процессов одиночного мезообразования при взаимодействии протонов с двух- и четырехнуклонными ассоциациями в легких ядрах.
 - III. Разработанные методы формирования и фокусировки пучков заряженных частиц нашли также следующее применение в прикладных исследованиях.
 14. Впервые в Советском Союзе разработана и создан медицинский протонный пучок с соответствующим дозиметрическим, кистировочным и вспомогательным оборудованием для изучения возможности применения протонов высокой энергии в лучевой терапии онкологических больных. С помощью широких протонных пучков специалистами Института экспериментальной и клинической онкологии АМН СССР было впервые осуществлено лечение значительного числа онкологических больных. Клинический опыт, накопленный на медицинском протонном пучке Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, показал несомненную целесообразность применения протонов высоких энергий и их безусловные преимущества по сравнению с использовавшимися ранее видами электронно-фотонного излучения.
 15. Впервые в мировой практике на основе широкоугольной магнитной линзы создан пи-минус-мезонный пучок высокой интенсивности с соответствующим оборудованием процедурного помещения для использования в медико-биологических и физических исследованиях. На этом пучке, начиная с 1974 года, уже проведены или проводятся радиобиологические и предклинические исследования, а также выполнен цикл физических экспериментов по определению множественности нейтронов, возникающих при захвате отрицательных пи-мезонов тяжелыми ядрами и по изучению эффекта образования высокоспиновых ядерных изомеров.

Литература.

1. О.В. Савченко, ПТЭ №4, 142 (1959)
2. В.К. Акимов, М.М. Бутслов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко, АЭ, 12, №5, 413 (1962).

3. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко, Л.М. Сороко, ПТЭ №3, 84 (1965) Препринт ОИЯИ 1618, Дубна (1964)
4. О.В. Савченко, ОИЯИ, Б1-13-4754, Дубна (1969).
5. В.И. Комаров, О.В. Савченко, Л.М. Сороко, ОИЯИ, Б2-2815, Дубна (1966)
6. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, Р-1619, Дубна (1964)
7. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко, ЖЭТФ, 46, 2245 (1964)
8. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко, ПТЭ №3, 75 (1965)
9. В.И. Комаров, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, Р-1764, Дубна (1964)
Nucl. Instr. & Meth. 34, 289 (1965)
10. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко, Л.М. Сороко, ОИЯИ, Б1-13-5467, Дубна (1970).
11. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко, Л.М. Сороко, "Способ формирования изображений на экране многокаскадных электронно-оптических преобразователей". Авторское свидетельство № 322810, Бюллетень изобретений №36, 30 IX (1971)
12. В.И. Комаров, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, 1429, Дубна (1963)
13. В.И. Комаров, О.В. Савченко, Н.С. Федяев, Сообщение ОИЯИ, 2741, Дубна (1966), Nucl. Instr. & Meth. 50, 105 (1967)
14. В.И. Комаров, В.И. Петрухин, О.В. Савченко, ОИЯИ, Р-2802, Дубна (1966)
15. В.И. Комаров, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, Р1-3721, Дубна (1968)
ЯФ, т. УШ, 415 (1968)
16. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко, Сообщение ОИЯИ, Р1-4876 (1969) ЯФ, т. XII, 1289 (1970)
17. В.И. Данилов, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, Р-179, Дубна (1958)
ПТЭ №3, 17, (1959)
18. В.И. Комаров, О.В. Савченко, Л.М. Сороко, ОИЯИ, 1325, Дубна (1963)
19. В.И. Комаров, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, Р1-3720, Дубна (1968)
20. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, Р1-4227, Дубна (1968)
21. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, Р1-4373, Дубна (1969)
22. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко, ЯФ, II, вып. 4, 711 (1970)
23. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, Г.П. Решетников, О.В. Савченко, Сообщение ОИЯИ, Р1-6343, Дубна (1972); ЯФ, 16, вып. 2, 234 (1972)
24. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, Г.П. Решетников, О.В. Савченко, З. Теш, Сообщение ОИЯИ, Р1-7352, Дубна (1973)
25. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, Е.С. Кузьмин, А.Г. Молоканов, Г.П. Решетников, О.В. Савченко, З. Теш, Сообщение ОИЯИ, Р1-7784, Дубна (1974)
26. V. I. Komarov, A. G. Molokanov, G. P. Reshetnikov, O. V. Savchenko, S. Tesch, Сообщение ОИЯИ, Е1-8248, Дубна (1974)
27. V. I. Komarov, G. E. Kosarev, E. S. Kuzmin, A. G. Molokanov, G. P. Reshetnikov, O. V. Savchenko and S. Tesch, Nucl. Phys. A256, 362 (1976)
28. О.В. Савченко, ОИЯИ, Б1-2748, Дубна, (1966).
29. В.П. Джелепов, В.И. Комаров, О.В. Савченко, Препринт ОИЯИ, 16-3491, Дубна (1967); Мед. радиология №4, 54 (1969)
30. О.В. Савченко, ОИЯИ, Б1-13-6255, Дубна (1971)
31. В.М. Абазов, В.П. Джелепов, Е.С. Кузьмин, А.Г. Молоканов, О.В. Савченко, Г.П. Решетников, Е.П. Череватенко, Сообщение ОИЯИ, Р13-8079, Дубна (1974)
32. В.М. Абазов, О.В. Савченко, ОИЯИ, Б1-13-9782, Дубна (1976)
33. В.М. Абазов, В.П. Джелепов, Е.С. Кузьмин, А.Г. Молоканов, Г.П. Решетников, О.В. Савченко, В.А. Трофимов, Е.П. Череватенко, Б.В. Астрахан, А.И. Вайнсон, М.Ш. Вайнберг, Г.В. Макарова, А.И. Рудерман, Н.Л. Шмакова, С.П. Ярмоненко, Сообщение ОИЯИ, Д-8883, Дубна (1975)
34. Л.Л. Гольдин, В.П. Джелепов, М.Ф. Ломанов, О.В. Савченко, В.С. Хорашков, УФН, 110, вып. I, 77, (1973)
36. И.М. Василевский, В.И. Комаров, О.В. Савченко, ОИЯИ, Б1-2749, Дубна (1966)
36. Б.В. Астрахан, В.Ф. Борейко, Б.Б. Бугарчев, М.Ш. Вайнберг, Ю.М. Ва-

- дуев, А.И. Калинин, Б.С. Краснобородов, О.В. Савченко, В.П. Стекольников, Б.Н. Шарапов, Препринт ОИЯИ, 16-4507, Дубна (1969); Мед. радиология №7, 55, (1970)
37. Медицинский протонный пучок ЛЯП ОИЯИ, II, под редакцией В.П. Джелепова и А.И. Рудермана, Сообщение ОИЯИ, 7287, Дубна (1973)
38. Б.Б. Бугарчев, М.Ш. Вайнберг, И.М. Дмитриевский, Ю.В. Семенов, О.В. Савченко, В.П. Стекольников, В.В. Фролов, Б.Н. Шарапов, "Вопросы дозиметрии и физики защиты от излучений" под редакцией Л.Р. Кимеля, вып. 10, М, Атомиздат 30, (1969)
39. "Протонные пучки высоких энергий и лучевая терапия злокачественных опухолей" под редакцией В.П. Джелепова и А.И. Рудермана, ОИЯИ, 9035, Дубна (1975)
40. В.П. Джелепов, О.В. Савченко, В.М. Абазов, Е.С. Кузьмин, А.Г. Молоканов, Г.П. Решетников, Е.П. Череватенко, А.И. Рудерман, Б.В. Астрахан, М.Ш. Вайнберг, Г.В. Макарова, Мед. радиология №7, 3 (1975)

Рукопись поступила в издательский отдел
7 сентября 1976 года