

А - 341



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-81-661

АЖГИРЕЙ
Леонид Степанович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ
В ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСОВ 1,3-8,9 ГЭВ/С**

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

**Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

Дубна 1981

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР,
доктор физико-математических
наук профессор

Владимир Михайлович
ЛОБАШОВ,

доктор физико-математических
наук профессор

Всеволод Вячеславович
БАЛАШОВ,

доктор физико-математических
наук профессор

Михаил Иосифович
СОЛОВЬЕВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Защита диссертации состоится " " _____ 1982 г.
в " " часов на заседании специализированного совета Д-047.01.02
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных
исследований по адресу: г. Дубна, Московской обл., Лаборатория
высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " " _____ 1981 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

М.Ф. Лихачев М.Ф. ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

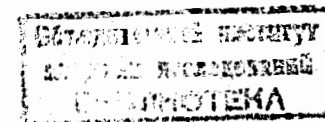
Актуальность исследования столкновений релятивистских нуклонов, дейтронов и более тяжелых ионов с атомными ядрами состоит прежде всего в том, что в этих процессах обнаруживается ряд новых явлений, не проявляющихся в традиционной ядерной физике низких энергий. К ним относится, например, выбивание нуклонами из ядер быстрых дейтронов и более тяжелых фрагментов, когда испускание вторичных частиц из ядер происходит в кинематических областях, недоступных для их образования в свободных нуклон-нуклонных соударениях. С другой стороны, необходимость таких исследований вытекает из возможности изучения адронных объектов, которые могут существовать только внутри атомных ядер. Это связывает исследование ядерных реакций при релятивистских энергиях с фундаментальными проблемами физики адронов.

Развитие кварк-партоновых представлений о структуре элементарных частиц наводит на мысль о возможности единого описания адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий; во всяком случае, в последние годы достигнуто понимание их тесной взаимосвязи. Синтез идей кварк-партоновой модели и метода многократных перерассеяний подструктурных элементов сложных объектов уже привел к определенным успехам в трактовке взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях. Исследование соударений малонуклонных систем, простейшей из которых является дейтрон, служит удобным способом изучения механизма многократных перерассеяний.

Таким образом, экспериментальное исследование нуклон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях является весьма перспективным как для углубления знаний о структуре атомных ядер и, возможно, обнаружения их новых свойств, так и для понимания механизма ядерных реакций и, в более широком плане, механизма взаимодействий сложных объектов.

Цель работы - развитие методики спектрометрических измерений продуктов ядерных реакций при релятивистских энергиях;

- получение нового значительного по объему экспериментального материала о взаимодействиях протонов и дейтронов высоких энергий с атомными ядрами;



- анализ полученных экспериментальных данных на основе существующих теоретических подходов, определение степени их адекватности эксперименту и области применимости.

Новизна работы. Реализация на синхрофазотроне ОИЯИ медленного вывода ускоренных протонов, а затем ускорение дейтронов и ядер более тяжелых элементов позволили с помощью специально созданного для этого цикла экспериментов магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами на линии с ЭВМ впервые с хорошим импульсным разрешением ($\Delta p/p = \pm 0,25\%$) выполнить измерения инклюзивных импульсных спектров вторичных протонов и дейтронов, испущенных под углом 103 мрад во взаимодействиях протонов и дейтронов с ядрами при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с, а также продолжить при 4,3 ГэВ/с начатые ранее при 1,3 ГэВ/с исследования процесса квазиупругого выбивания дейтронов из ядер протонами. Большая часть перечисленных экспериментальных данных получена впервые. В высокоимпульсных частях спектров дейтронов, испущенных под углом 103 мрад в дейтрон-дейтронных соударениях при 6,3 и 8,9 ГэВ/с, впервые удалось обнаружить двухпиковую структуру, обусловленную вкладом нуклон-нуклонных рассеяний различной кратности и их интерференцией. Сопоставление измеренных в одинаковых условиях высокоимпульсных частей спектров вторичных протонов и дейтронов соответственно от протон- и дейтрон-ядерных рассеяний впервые позволило сделать вывод об их качественном различии в области передач импульсов $0,4 \leq |t| \leq 0,8$ (ГэВ/с)².

Научная и практическая ценность. Результаты диссертационной работы, продемонстрировав многообразие процессов, протекающих при взаимодействиях релятивистских протонов и дейтронов с ядрами, дают обширный фактический материал для развития теоретических подходов к трактовке механизма ядерных реакций при релятивистских энергиях как в области квазиупругого рассеяния протонов и дейтронов при передачах импульса 0,2 - 0,8 (ГэВ/с)², так и в области когерентного образования пионов на ядрах дейтронами, происходящего без развала последних, при тех же передачах импульса. В то время как данные о квазиупругом ядерном рассеянии протонов и дейтронов содержат информацию для количественной проверки моделей многократных перерассеяний, данные о когерентном пионообразовании в дейтрон-ядерных взаимодействиях могут быть использованы (и используются) для апробации теоретических моделей неупругих взаимодействий дейтронов с нуклонами и ядрами с учетом их кварковой структуры.

Ряд выявленных новых особенностей ядерных реакций при релятивистских энергиях позволяет наметить пути дальнейших исследований этой проблемы, занимающей сейчас важное место в физике адронов.

Определенные характеристики процессов образования частиц в соударениях протонов и дейтронов с ядрами и фрагментации релятивистских дейтронов могут найти практические приложения в задачах, связанных с расчетами прохождения высокоэнергетических частиц через вещество, с радиационной физикой и техникой, например, при проектировании радиационной защиты космических кораблей, а также при рассмотрении процессов, протекающих при прохождении частиц космического излучения через атмосферу.

Апробация работы и публикации. Основные материалы диссертации докладывались на Международных симпозиумах по физике высоких энергий и элементарных частиц (Штрбске Плесо - 1972, Варшава - 1975), Международном симпозиуме по ядерной электронике (Будапешт - 1973), Международном совещании по программированию и математическим методам решения физических задач (Дубна - 1977), Всесоюзной школе по автоматизации научных исследований (Минск - 1977), Ленинградском международном семинаре по ядерной космической физике (Ленинград - 1978), Всесоюзном проблемном семинаре по взаимодействиям частиц и ядер высокой энергии с ядрами (Ташкент - 1978), Международной конференции по кластерным аспектам структуры ядра и ядерных реакций (Виннипег - 1978), Международной конференции по физике высоких энергий (Токио - 1978), Международных конференциях по физике высоких энергий и структуре ядра (Нью-Йорк - 1969, Цюрих - 1977, Ванкувер - 1979), сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (Москва - 1977, 1979).

По материалам диссертации опубликовано 22 работы, список которых приводится в конце автореферата.

На защиту выносятся следующие основные результаты

1. Создана автоматизированная установка для экспериментального исследования инклюзивных спектров частиц, образующихся в ядерных реакциях при релятивистских энергиях, - одноплечевой магнитный спектрометр с детектирующей аппаратурой из проволочных искровых камер и сцинтилляционных счетчиков для анализа частиц по времени пролета на линии с ЭВМ. Развита методика прецизионного измерения импульсных спектров вторичных частиц с разрешением $\Delta p/p = \pm 0,25\%$ (при импульсе 6 ГэВ/с), рекордным для установок такого класса. Созданная установка послужила прототипом для разработки двухплечевого магнитного спектрометра, сооруженного на выведенном пучке релятивистских ядер синхрофазотрона ОИЯИ.

2. Разработаны математическое обеспечение для работы установки на линии с ЭВМ БЭСМ-4, позволявшее получать импульсные спектры в реальном времени эксперимента, программы моделирования прохождения

заряженных частиц через спектрометр, комплекс программ для окончательной обработки на ЭВМ СДС-6500 всей накопленной в экспериментах информации, включавшей около $2 \cdot 10^6$ событий взаимодействий протонов и дейтронов с ядрами.

3. Проведен цикл экспериментальных исследований спектров вторичных протонов и дейтронов, испускаемых под углом 103 мрад во взаимодействиях протонов и дейтронов с импульсами $4,3$; $6,3$ и $8,9$ ГэВ/с, в ранее не исследованной области энергий, с ядрами водорода, дейтерия, углерода, алюминия и висмута. Результаты экспериментов проанализированы в рамках существующих теоретических моделей.

4. Анализ спектров протонов от развала дейтронов с импульсом $6,3$ ГэВ/с на ядрах H , D , C , Al и Bi в приближении многократного рассеяния, выполненный для нескольких известных моделей распределения нуклонов по импульсам в дейтроне, показал, что ширины измеренных протонных пиков объясняются в основном лоренцевским уширением импульсного распределения нуклонов в дейтроне при переходе из системы покоя дейтрона в лаб. систему координат. Найдено, что процесс развала релятивистских дейтронов на ядрах, вызванные элементарными $N-N$ взаимодействиями, в некоторых случаях сопровождаются образованием пионов.

5. Обнаружено, что заметные вклады в дифференциальные сечения взаимодействия релятивистских дейтронов с ядрами при передачах импульса $0,2 - 0,9$ (ГэВ/с)² дают неупругие процессы, протекающие когерентно, без развала налетающих дейтронов. Определены соответствующие этим процессам значения дифференциальных сечений для реализованных экспериментальных условий.

6. В высокоимпульсных частях спектров дейтронов от $d-d$ соударений при $6,3$ и $8,9$ ГэВ/с впервые обнаружена двухпиковая структура, обусловленная суперпозицией нуклон-нуклонных рассеяний различной кратности, — новый объект для сравнения с моделями, описывающими взаимодействия составных систем. На основе приближения многократного рассеяния развит формализм для описания импульсных распределений дейтронов от квазиупругого (с развалом дейтрона-мишени) $d-d$ рассеяния при высоких энергиях.

7. Установлено качественное различие в механизмах квазиупругого рассеяния релятивистских протонов и дейтронов на ядрах в области передач импульса $0,4 - 0,8$ (ГэВ/с)².

8. Проведено экспериментальное исследование угловой зависимости и зависимости от массового числа ядра-мишени процесса прямого выбивания дейтронов из ядер протонами с энергией 670 МэВ. Определено дифференциальное сечение выбивания дейтронов из ядер углерода протонами с импульсом $4,3$ ГэВ/с. Сделано заключение об универсальности этого

процесса в широкой области энергий налетающих частиц, от $0,38$ до $3,46$ ГэВ.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, трех приложений и списка литературы — всего из 264 страниц машинописного текста, включая 62 рисунка, 23 таблицы и библиографию из 197 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сделан обзор экспериментальных и теоретических исследований взаимодействий нуклонов с ядрами при промежуточных и высоких энергиях, дано обоснование необходимости экспериментального изучения ядерных реакций при релятивистских энергиях, формулируются цели и задачи описанных в диссертации исследований.

В первой главе описаны постановка и методика проведения экспериментов по измерению импульсных спектров вторичных частиц, испускаемых под углом 103 мрад в соударениях протонов и дейтронов с ядрами при $4,3$; $6,3$ и $8,9$ ГэВ/с. Исследование этих процессов в ранее не изученной области энергий стало возможным после реализации на синхрофазотроне ОИЯИ медленного вывода ускоренных протонов и дейтронов. Для выполнения намеченной экспериментальной программы был создан одноплечевой магнитный спектрометр с проволочными искровыми камерами на линии с ЭВМ.

Принципиальная схема экспериментов показана на рис. I. Первичный пучок частиц падал на мишени, которые с помощью дистанционно управляемого устройства могли в соответствии с программой эксперимента попеременно устанавливаться в пучке в начале спектрометрического тракта. Весь путь первичных частиц и начальный участок пути вторичных частиц находились в вакууме. Импульсные спектры вторичных частиц от взаимодействий с водородом и дейтерием определялись путем вычитания спектров, измеренных от эквивалентных по тормозным способностям мишеней из CH_2 , CD_2 и углерода.

Вторичные частицы, испущенные из мишени под углом 103 мрад к направлению первичного пучка, анализировались магнитным спектрометром. Траектории частиц до и после магнита фиксировались искровыми камерами $K_I - K_{II}$. Триггером системы искровых камер являлся импульс совпадений сигналов от сцинтилляционных счетчиков $C_I - C_4$. Входной счетчик C_I был расположен на расстоянии 23 м от мишени и фиксировал угловую расходимость выделяемого вторичного пучка величиной $\pm 1,7$ мрад. Вторичные протоны и дейтроны в тех участках спектров, где это было необ-

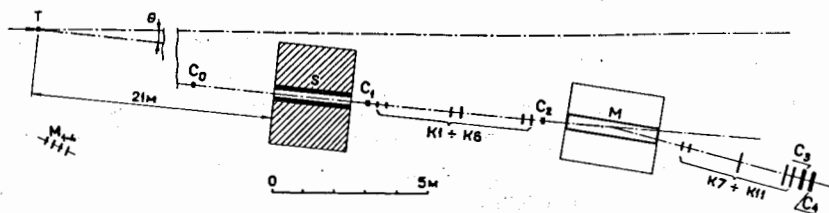


Рис. 1. Схема экспериментов по измерению импульсных спектров вторичных частиц от соударений протонов и дейтронов с ядрами при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. Т - мишень, S - защита, М - анализирующий магнит, $C_0 - C_4$ - сцинтилляционные счетчики, $K_I - K_{II}$ - двухкоординатные проволочные искровые камеры, M_{I-4} - монитор.

ходимо, разделялись по времени пролета на базе длиной около 21 м между счетчиками C_0 и C_4 .

Блок-схема электронной аппаратуры установки показана на рис. 2. Эта аппаратура помимо схем быстрой электроники (БЭ) включала также систему запуска искровых камер, систему съема, кодирования и передачи в ЭВМ информации с искровых камер (ССКИ) и аппаратуру регистрации и передачи в ЭВМ информации с остальных датчиков (АРПИ). Вся информация со стоек ССКИ и АРПИ по кабельной линии длиной около 1 км передавалась в ЭВМ БЭСМ-4. Работа аппаратуры на линии с ЭВМ была синхронизована с работой ускорителя. В течение импульса интенсивности ускорителя длительностью около 300 мс установкой регистрировалось до 40 событий.

Для регистрации координат частиц на входе и выходе магнитного спектрометра была разработана система двухкоординатных проволочных искровых камер с памятью на ферритовых кольцах. Система включала камеры с размерами рабочей области 116 x 116, 308 x 308 и 616 x 308 мм² с общим числом нитей ~ 6000. С целью повышения точности восстановления координат регистрируемых частиц был реализован такой режим работы искровых камер, когда в зависимости от места пересечения частицей плоскости проволочного электрода искровой разряд происходит на четное или

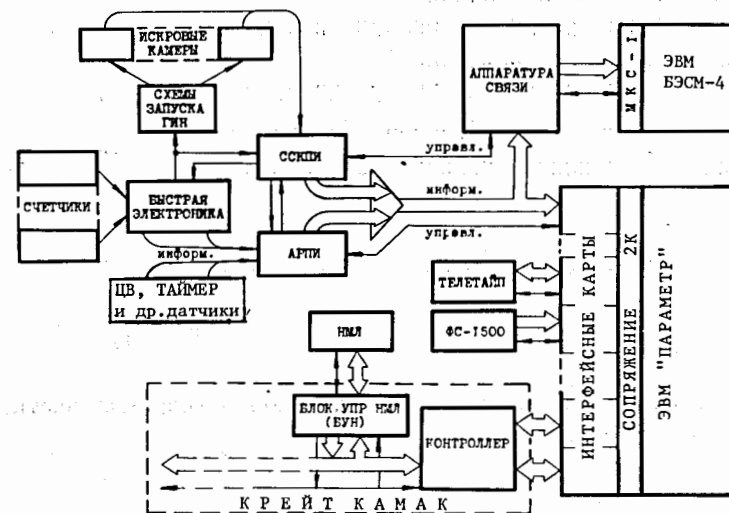


Рис. 2. Блок-схема электронной аппаратуры магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами на линии с ЭВМ.

нечетное число соседних проволочек. При этом, если частица пролетает примерно посередине между двумя соседними проволочками, то током искры перемагничиваются в основном два или четыре смежных ферритовых кольца; в противном случае перемагничиваются одно или три смежных кольца. Типичные значения точностей определения координат частиц с помощью искровых камер показаны на рис. 3.

Для спектрометрического анализа продуктов ядерных реакций с разрешением, достаточным для выявления в спектрах структуры, обусловленной вкладами нуклон-нуклонных рассеяний различной кратности, наряду с точным восстановлением координат частиц необходимо знание пространственного распределения поля анализирующего магнита. Измерения магнитного поля производились в области размером 450 x 64 x 16 см³ между полюсами магнита в 15385 точках, с шагами 2,5 см вдоль полюсов и 4 см в поперечных направлениях. Измерения были автоматизированы, их результаты записывались на магнитную ленту.

Измеренные значения магнитного поля использовались для вычисления коэффициентов C_{ijklm} разложения импульса p регистрируемой частицы по полиномам Чебышева от экспериментально определяемых величин - нормированных координат траектории частицы в плоскости мишени (ξ_1, ξ_2), в плоскости последней камеры входного сегмента спектрометра

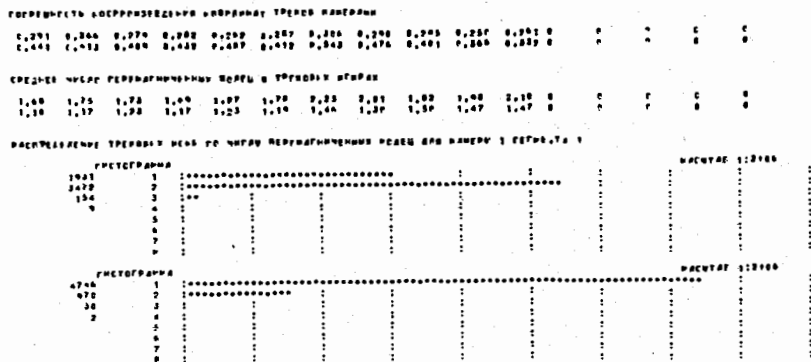


Рис. 3. Типичные значения точностей определения координат частиц с помощью искровых камер.

(ξ_3, ξ_4) и нормированного угла отклонения частицы в магнитном поле $(\xi_6) \chi'$:

$$p^{-1} = \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_m C_{ijklm} T_i(\xi_1) T_j(\xi_2) T_k(\xi_3) T_l(\xi_4) T_m(\xi_6). \quad (I)$$

Приближение (I) с 486 коэффициентами разложения давало для импульсного интервала от 5,4 до 6,7 ГэВ/с точность вычисления импульса около 0,05%.

Применение ЭВМ для автоматизации экспериментальных исследований, включавшей непрерывный контроль за работой экспериментальной аппаратуры, первичную обработку поступающей информации в ходе эксперимента и накопление данных на магнитных лентах, потребовало разработки специального программного обеспечения, описанного во второй главе.

Система программ состоит из следующих основных частей: подпрограммы ввода констант, организующей программы и программы-диспетчера, программы приема экспериментальных данных, программ 1-го приоритета, программ обработки событий 2-го приоритета и программы печати результатов. Программы 1-го приоритета включают подпрограммы контроля принятой информации, записи ее на магнитную ленту и анализа плотности поступающей информации.

Информация, поступающая в ЭВМ с экспериментальной установки, обрабатывалась по программам 2-го приоритета в промежутках длительностью около 10 с между импульсами интенсивности ускорителя; за это время удавалось обработать около 30% регистрируемых событий. Непосредственно в ходе эксперимента производилась программная юстировка взаимного расположения искровых камер, контролировались напряжения в 16 точках экспериментальной аппаратуры и эффективности искровых камер к запуску; адреса искр в камерах преобразовывались в пространственные координаты, из всего массива зарегистрированных в одном событии координат выбирались координаты, принадлежащие одному треку; вычислялись точности восстановления координат частиц, эффективности камер к треку, импульсы регистрируемых частиц; строились распределения показаний пересчетных схем во времени в пределах длительности импульса ускорителя, распределения событий по числу искр в плоскости и по числу смежных перемангнитченных колец, распределения, характеризующие "сшивание" треков, найденных во входном и выходном сегментах искровых камер спектрометра, профили пучка регистрируемых частиц в заданных плоскостях установки и импульсные спектры.

Абсолютные значения дифференциальных сечений определялись путем измерения активности ядер ^{24}Na , наведенной в тонких алюминиевых фольгах первичными дейтронами и протонами в результате процессов $^{27}\text{Al}(d, X)^{24}\text{Na}$ и $^{27}\text{Al}(p, X)^{24}\text{Na}$ соответственно, в специальных калибровочных опытах. В экспериментальные данные вносились поправки на примесь фоновых событий (типичные значения этих поправок для различных сеансов составляли от 3 до 19%), на поглощение вторичных частиц в веществе установки (от 15 до 25%), на примесь случайных совпадений (от 3 до 12%) и на геометрическую неэффективность регистрации частиц спектрометром около границ исследуемого интервала импульсов. Зависимости геометрической эффективности от импульса определялись путем моделирования прохождения заряженных частиц через спектрометр. На рис. 4 показана кривая геометрической эффективности для интервала импульсов регистрируемых частиц от 5,1 до 6,5 ГэВ/с; там же приведены значения эффективности, определенные экспериментально.

Абсолютная нормировка спектров вторичных протонов, испущенных под углом 103 мрад в p-p, p-d и p-C соударениях, производилась также путем приравнивания площадей пиков от упругого p-p рассеяния соответствующим значениям дифференциальных сечений этого процесса, полученным интерполяцией известных экспериментальных данных. Для этого угловые зависимости упругого p-p рассеяния, измеренные в разных экспериментах при значениях начального импульса p_0 от 4,0 до

X/ Lechanoine C. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1969, v.69, No.1, p.122.

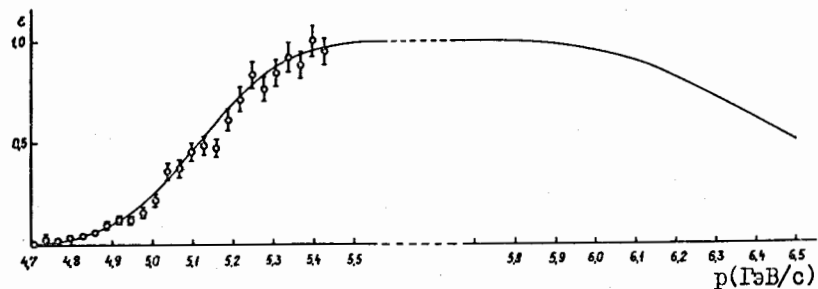


Рис. 4. Кривая геометрической эффективности спектрометра, полученная в результате моделирования прохождения заряженных частиц через установку. Точками показаны значения эффективности, определенные экспериментально.

8,8 ГэВ/с χ , аппроксимировались в исследуемых интервалах переданных импульсов t функциями вида

$$\frac{d\epsilon}{dt} [p_0 = \text{const}, t = f(\theta)] = \exp(a + b|t| + c|t|^2). \quad (2)$$

Затем из соотношений (2) был вычислен набор величин $d\epsilon/dt$ при значениях t' , отвечающих различным p_0 при фиксированном угле рассеяния в лаб. системе $\theta = 103$ мрад. Оказалось, что найденный набор значений $d\epsilon(t')/dt$ хорошо аппроксимируется выражением

$$\frac{d\epsilon}{dt} [\theta = 103 \text{ мрад}, t' = f(p_0)] = \exp[(4,66 \pm 0,03) - (7,83 \pm 0,07)|t'|]. \quad (3)$$

Из (3) были вычислены значения $d\epsilon/dt$ для начальных импульсов протонов 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с, использованные для нормировки. Полученное этим способом значение дифференциального сечения для $p_0 = 8,9$ ГэВ/с в пределах ошибок согласуется со значением, найденным непосредственно в калибровочных измерениях.

Возможная систематическая ошибка полученных абсолютных значений дифференциальных сечений $d^2\epsilon/d\Omega dp$, обусловленная совокупностью погрешностей, связанных с относительным мониторингом первичного

пучка и определением его абсолютной интенсивности, с определением величины телесного угла, вырезаемого спектрометром, а также с вычислением величин указанных выше поправок, оценивается равной $\pm 20\%$ в случае первичного пучка дейтронов и $\pm 15\%$ в случае протонов.

Основные характеристики одноплечевого магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами приведены ниже:

количество вещества на пути частиц	- $\sim 9 \text{ г/см}^2$,
число каналов регистрации	- около 6000,
частота срабатывания	- 125 гц,
горизонтальный угловой акцептанс	- $\pm 1,7$ мрад,
телесный угол входного сегмента	- $1,19 \cdot 10^{-5}$ ср,
импульсный акцептанс (при 6 ГэВ/с)	- $\pm 11,4\%$,
импульсное разрешение (при 6 ГэВ/с)	- $\pm 0,25\%$,
разрешение по времени пролета	- $\pm 0,8$ нс.

Обработка полученного в экспериментах материала проводилась на ЭВМ СДС-6500. Среди всех восстановленных событий отбирались только такие, для которых прямые линии, аппроксимирующие треки во входном сегменте спектрометра, выходили из области мишени, с учетом многократного кулоновского рассеяния частиц в веществе входного сегмента. На рис. 5 показана гистограмма одной из проекций профиля пучка частиц в месте расположения мишени. Точками показан результат моделирования этого профиля с учетом многократного рассеяния. При построении импульсных спектров учитывались события, попадающие в область, равную удвоенному размеру мишени; остальные события отбрасывались.

При достаточно тщательной юстировке экспериментальной установки расстояния Δ между точками пересечения прямых, представляющих треки во входном и выходном сегментах спектрометра, с вертикальной плоскостью, проходящей через середину магнита, должны быть малы. Гистограмма расстояний Δ показана на рис. 6. Программным путем отбирались лишь те события, для которых $|\Delta| \leq 8$ мм.

Сравнение импульсных спектров, построенных с использованием и без использования указанных критериев отбора, показало, что эта процедура отбора эквивалентна очистке спектров от фоновых событий, измеренных в экспозициях без мишени.

В третьей главе описаны результаты измерений и интерпретация спектров вторичных протонов, образованных в соударениях дейтронов и протонов с ядрами при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с.

Инклюзивные спектры вторичных частиц, испущенных под углом 103 мрад в соударениях дейтронов с импульсом 6,3 ГэВ/с с ядрами H, D, C, Al и Bi, представлены на рис. 7 и 8. В спектре от d-p соуда-

χ / Benary O. et al. NN and ND Interactions (a Compilation).- Berkeley, 1970. - (UCRL-20000 NN).

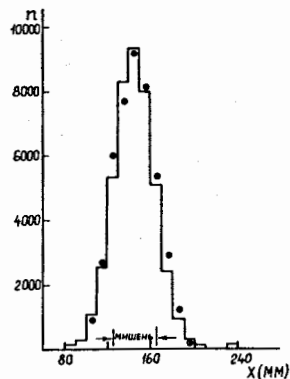


Рис. 5. Гистограмма профиля пучка в месте расположения мишени (XOZ-проекция). Точками показаны результаты моделирования этого профиля с учетом многократного рассеяния. При обработке данных отбирались события, для которых $102 \text{ мм} \leq x \leq 182 \text{ мм}$.

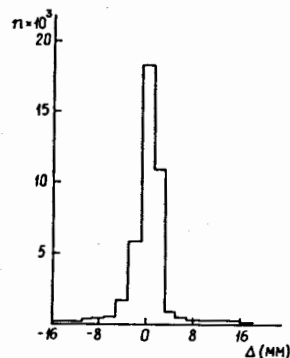


Рис. 6. Гистограмма расстояний между точками пересечения прямых, аппроксимирующих треки во входном и выходном сегментах спектрометра, с вертикальной плоскостью, проходящей через середину анализирующего магнита. При обработке данных отбирались события, для которых $|\Delta| \leq 8 \text{ мм}$.

рений при $6,07 \text{ ГэВ/с}$ виден пик дейтронов от упругого рассеяния на протонах. Полная ширина этого пика на полувысоте составляет 36 ГэВ/с и характеризует импульсное разрешение установки. Левая сторона пика спадает до нулевого уровня при $6,0 \text{ ГэВ/с}$. Это показывает, что в условиях настоящих измерений фоновые эффекты не играли сколько-нибудь заметной роли. Начиная с $5,9 \text{ ГэВ/с}$ и вплоть до $4,5 \text{ ГэВ/с}$ простирается непрерывное распределение дейтронов, которое прослеживается и на протяжении интервала от $3,6$ до $2,6 \text{ ГэВ/с}$. Наличие этих дейтронов свидетельствует о заметном вкладе неупругих процессов, протекающих когерентно, без развала налетающих дейтронов.

В верхней части спектра от $d-d$ соударений отчетливо обнаруживаются два пика. Один из них, с максимумом при $6,07 \text{ ГэВ/с}$ и полной шириной на полувысоте 68 МэВ/с , отвечает квазиупругому рассеянию падающих дейтронов на нуклонах дейтрона-мишени. Второй пик, с максимумом при $6,18 \text{ ГэВ/с}$ и полной шириной на полувысоте 36 МэВ/с , кинематически соответствует упругому $d-d$ рассеянию. Слева от пика квазиуп-

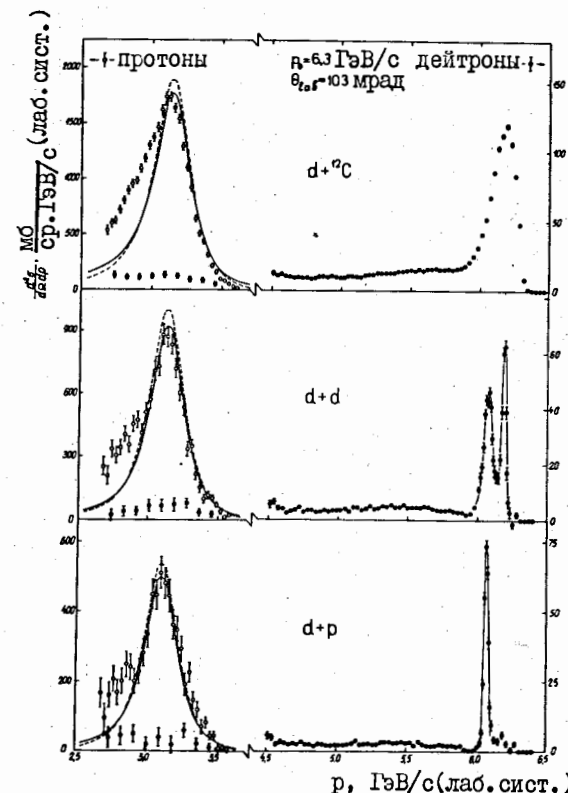


Рис. 7. Импульсные спектры протонов (светлые кружки) и дейтронов (черные кружки) от соударений дейтронов с протонами, дейтронами и ядрами углерода при $6,3 \text{ ГэВ/с}$. Правая шкала относится к дейтронам. Дейтронные пики в $d-p$ и $d-d$ спектрах обведены кривыми от руки. Кривые на спектрах протонов — результаты вычислений с использованием для налетающего дейтрона волновой функции Рейда (сплошные кривые) и Моравчика — Гартенхауза (штриховые кривые).

ругого $d-N$ рассеяния вплоть до $4,5 \text{ ГэВ/с}$ и далее, от $3,6$ до $2,6 \text{ ГэВ/с}$, тянется непрерывное распределение дейтронов от неупругих $d-d$ взаимодействий, в которых падающий дейтрон не претерпевает развала.

В верхних частях спектров от $d-C$, $d-Al$ и $d-Bi$ соударений наблюдаются широкие пики с максимумами при $\sim 6,18 \text{ ГэВ/с}$. Слева эти пики плавно переходят в непрерывные распределения дейтронов, которые прослеживаются и в интервале от $3,6$ до $2,6 \text{ ГэВ/с}$. Это, по-видимому,

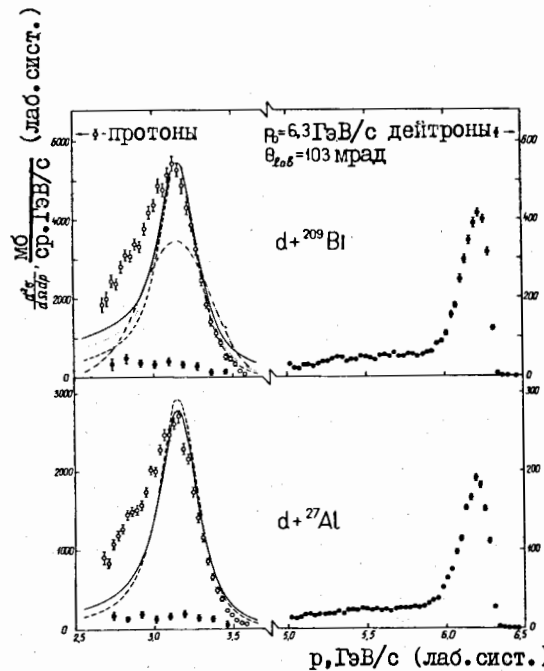


Рис. 8. Импульсные спектры протонов и дейтронов от соударений дейтронов с ядрами Al и Bi при 6,3 ГэВ/с. Кривые – результаты вычислений с использованием для налетающего дейтрона волновой функции Рейда (сплошные кривые) и Моравчика – Гартенхауза (штриховые кривые). Для d-Bi соударений показаны также результаты вычислений с волновой функцией Хольтена (пунктирная кривая) и с волновой функцией в виде гауссовского распределения (штрих-пунктирная кривая).

означает, что в соударениях с ядром дейтрон как единое целое может потерять часть своей энергии как на возбуждение ядра, так и на образование одного или нескольких пионов.

Во всех спектрах в интервале от 2,6 до 3,6 ГэВ/с доминируют пики протонов с максимумами при 3,1 ГэВ/с и полными ширинами на полувысоте около 280 МэВ/с. Источником протонов с импульсами, примерно равными половине импульса налетающего дейтрона, очевидно, служат процессы развала дейтронов. На левых склонах протонных пиков, начиная с 2,9 ГэВ/с, видны характерные уступы, свидетельствующие о том, что процессы развала дейтронов иногда сопровождаются образованием пионов.

Угол наблюдения, равный 103 мрад, находился за пределами конуса, внутри которого сосредоточена подавляющая часть протонов-спектаторов, испущенных в результате стриппинга и когерентной дифракционной дис-

социации дейтронов. Поэтому в реализованных условиях в основном регистрировались протоны, испущенные в результате взаимодействий нуклонов дейтрона с нуклонами ядра-мишени. Импульсные распределения протонов, образованных в реакциях



при 6,3 ГэВ/с на ядрах H, D, C, Al и Bi, интерпретировались в рамках подхода, основанного на использовании модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния ^{XX}, с учетом релятивистского преобразования внутреннего движения нуклонов дейтрона при переходе в лаб. систему координат ^{XX}. Сопоставление результатов расчетов, показанных на рис. 7 и 8, с экспериментальными данными позволяет сделать следующие заключения.

1) Распределения протонов, вычисленные с использованием для дейтрона волновых функций Рейда с мягким кором ^{XXX}, Моравчика – Гартенхауза ^{XXXX} и Хольтена, в противоположность распределению, вычисленному с использованием гауссовской волновой функции, удовлетворительно воспроизводят форму правых склонов протонных пиков.

2) Ширины протонных пиков определяются в основном импульсным распределением нуклонов внутри дейтрона, лоренцевски уширенным при переходе от системы покоя дейтрона в лаб. систему, в которой дейтрон движется с релятивистской скоростью, и слабо зависят от массового числа A ядра-мишени.

3) Дифференциальные сечения процессов квазиупругого рассеяния нуклонов дейтрона на нуклонах ядра-мишени с испусканием вторичных протонов под углом 103 мрад для всех ядер, кроме водорода, аппроксимируются зависимостью

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (240 \pm 6) \cdot A^{(0,44 \pm 0,01)} \text{ мб/ср.} \quad (5)$$

Такая A-зависимость характерна для взаимодействий, происходящих в основном в периферическом слое ядра.

^X/Glauber R.J. in: Lectures in Theoretical Physics, v.1, Ed. by Brittin W.E. and Duncham L.G., Interscience, New York, 1959, p.315.

Ситенко А.Г. Укр.физ.журнал, 1959, т.4, №2, с.152.

^{XX}/Bertocchi L., Treleani D. Nuovo Cim.A, 1976, v.36, No.1, p.1.

^{XXX}/Alberi G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, v.34, No.8, p.503.

^{XXXX}/Moravcsik M.G. Nucl.Phys., 1958, v.7, No.2, p.113.

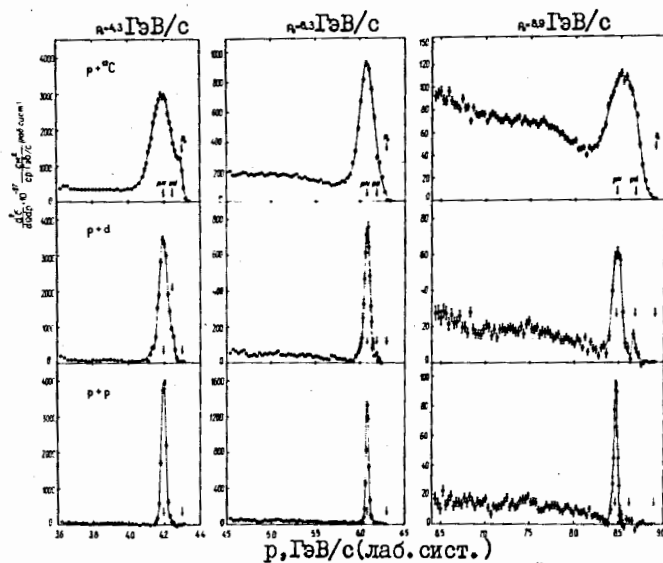


Рис. 9. Импульсные спектры протонов от соударений протонов с протонами, дейтронами и ядрами углерода при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. Угол наблюдения – 103 мрад. Сплошные кривые проведены визуально. Стрелки соответствуют значениям импульсов, вычисленным из кинематики упругих $p-N$ и $p-d$ рассеяний, и значению начального импульса p_0 .

Импульсные спектры протонов от процессов



для водорода, дейтерия и углерода при начальных импульсах 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с и угле наблюдения 103 мрад показаны на рис. 9. Узкие пики в спектрах от $p-p$ соударений отвечают процессу упругого рассеяния. Анализ структуры низкоимпульсных частей этих спектров является источником информации о дифференциальных сечениях образования в $p-p$ соударениях при передачах импульса $0,4 - 0,8$ (ГэВ/с)² известных нуклонных резонансов ^{X/}.

Высокоимпульсные части спектров протонов от $p-d$ и $p-C$ соударений анализировались в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния; сопоставление вычисленных и экспериментальных рас-

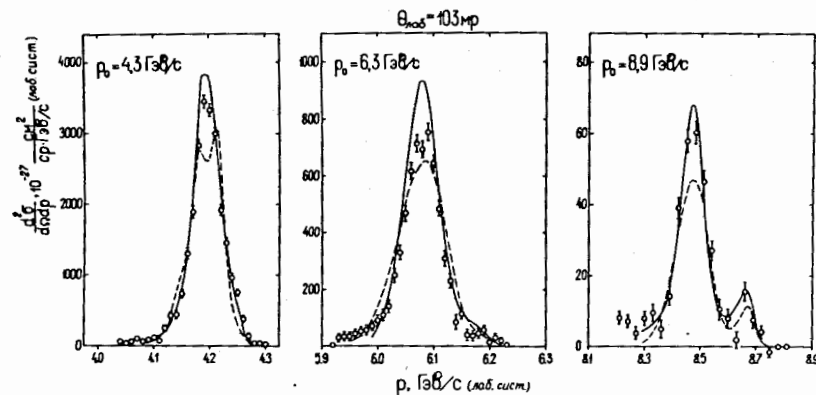


Рис. 10. Высокоимпульсные части спектров протонов от соударений протонов с дейтронами при разных начальных импульсах. Сплошные кривые – результат вычислений с волновой функцией Хьюлтена, штриховые – с функцией Гаусса.

пределений для случая $p-d$ рассеяния сделано на рис. 10. Выполненный анализ показал, что:

1) при описании начального и конечного состояний дейтрона волновыми функциями, являющимися решениями уравнения Шредингера с потенциалом Хьюлтена для связанного и несвязанного состояний $n-p$ системы, удается лучше воспроизвести экспериментальные данные по $p-d$ рассеянию, чем в случае использования функции Гаусса;

2) в $p-d$ спектре при 8,9 ГэВ/с вклад двукратного $N-N$ рассеяния, приводящего к развалу дейтрона-мишени, в область пика, кинематически отвечающего упругому $p-d$ рассеянию, составляет примерно 70%;

3) на основе модели многократного $N-N$ рассеяния ^{X/} удается удовлетворительно воспроизвести и высокоимпульсные части спектров протонов от $p-C$ соударений, причем с увеличением переданного импульса относительный вклад в импульсные спектры протонов, испытавших $N-N$ рассеяния более высокой кратности, возрастает.

Изучение соударений релятивистских дейтронов с ядрами, которому посвящена четвертая глава, представляет большой интерес для выяснения механизма взаимодействий составных систем. Простейшим примером таких систем является дейтрон. Высокоимпульсные части спектров дейтронов, испущенных в $d-d$ соударениях под углом 103 мрад при 4,3; 6,3

^{X/} Allaby J.V. et al. Nucl. Phys. B, 1973, v.52, No.2, p.316.

^{X/} Kofoed-Hansen O. Nucl. Phys. B, 1973, v.54, No.1, p.42.

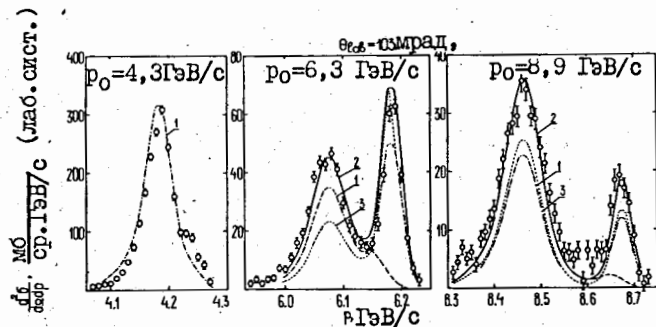
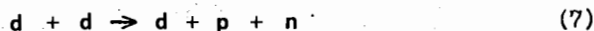


Рис.11. Импульсные спектры дейтронов, зарегистрированных под углом 103 мрад в d-d соударениях при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. Цифрами отмечены варианты расчетов, выполненных в рамках модели многократного рассеяния, при различных значениях параметров ρ и b амплитуды упругого N-N рассеяния (9). Штриховыми кривыми показаны вычисленные вклады от квазиупругого рассеяния в области пиков, кинематически отвечающих упругому d-d рассеянию.

и 8,9 ГэВ/с, показаны на рис.11. В этих спектрах отчетливо наблюдается структура, обусловленная кинематическим разделением вкладов N-N рассеяний разной кратности в квазиупругое (с развалом дейтрона-мишени) d-d рассеяние и вкладом упругого d-d рассеяния. Схематическое представление процессов N-N рассеяния различной кратности, приводящих к упругому d-p и квазиупругому d-d рассеяниям, дано на рис.12.

Импульсные спектры дейтронов от реакции



анализировались с помощью специально развитого для этой цели формализма, основанного на модели многократного рассеяния. При этом состояние двух несвязанных нуклонов описывалось модифицированными плоскими волнами, ортогональными к волновой функции основного состояния дейтрона. Волновая функция дейтрона выбиралась в виде

$$\phi(p) = N \{ 3 \exp(-\alpha_1 p^2) + \exp(-\alpha_2 p^2) \}, \quad (8)$$

где $N = 9,8 (\text{ГэВ/с})^{-3/2}$, $\alpha_1 = 450 (\text{ГэВ/с})^{-2}$, $\alpha_2 = 50 (\text{ГэВ/с})^{-2}$. Функция (8) совпадает с волновой функцией Рейда с мягким кором и с функ-

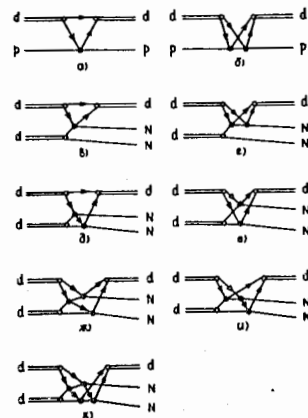


Рис.12. Схематическое представление процессов многократного нуклон-нуклонного рассеяния, дающих вклад в упругое d-p и квазиупругое (с развалом дейтрона-мишени) d-d рассеяния. Диаграммы а) и б) представляют соответственно однократное и двукратное N-N рассеяния, приводящие к упругому d-p рассеянию. Диаграмма в) представляет однократное, диаграммы г), д), е) - двукратные, ж), и) - трехкратные, к) - четырехкратное N-N рассеяния в случае квазиупругого d-d рассеяния.

цией Моравчика - Гартенхауза в пределах 15% вплоть до $p \approx 0,25 \text{ ГэВ/с}$. Амплитуда упругого N-N рассеяния параметризовалась обычным способом:

$$f(t) = \frac{k\epsilon}{4\pi} (i + \rho) \exp(bt), \quad (9)$$

где k - волновое число налетающего нуклона, t - квадрат переданного 4-импульса, $\rho = \text{Re } f(0)/\text{Im } f(0)$, ϵ - полное сечение N-N взаимодействия, b - параметр наклона дифференциального сечения упругого N-N рассеяния. Результаты различных вариантов расчета, отличавшихся значениями параметров ρ и b , приведены на рис.11. Выполненный анализ привел к следующим заключениям.

1) В рамках модели многократного рассеяния удается воспроизвести основные особенности измеренных импульсных распределений дейтронов.

2) Использование упрощенной одногауссовской параметризации волновой функции дейтрона не позволяет получить правильное соотношение между пиками, соответствующими разным потерям импульса.

3) При использовании достаточно точной модели многократного рассеяния из данных по d-d соударениям можно извлекать сведения о величине отношения реальной и мнимой частей амплитуды упругого N-N рассеяния вне области кулон-ядерной интерференции.

4) При передачах импульса больших, чем $\sim 1,2 (\text{ГэВ/с})^2$, должна проявиться трехпиковая структура импульсных спектров дейтронов в реакции (7). На рис.13 показаны результаты расчетов для начального импульса дейтронов 8,9 ГэВ/с и углов рассеяния 103, 120, 140 и 160 мрад,

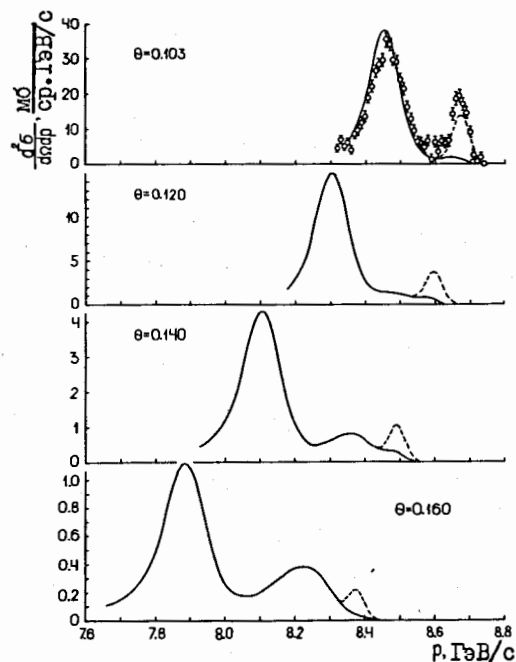


Рис.13. Результаты расчетов импульсных спектров дейтронов, испущенных в реакции (7) под углами 103, 120, 140 и 160 мрад при 8,9 ГэВ/с (сплошные кривые). Штриховыми кривыми показаны вклады дейтронов от упругого d-d рассеяния.

демонстрирующие эволюцию структуры спектров по мере увеличения угла рассеяния. Видно, что в спектрах для углов 140 и 160 мрад при значениях потери импульса $\sim 5(p_0\theta)^2/16m$ проявляется максимум, обусловленный вкладом трехкратных N-N столкновений.

5) Вклады квазиупругого d-d рассеяния в области спектров, кинематически соответствующие упругому рассеянию (потеря импульса $\sim (p_0\theta)^2/4m$), составляют лишь около 30%. Эта ситуация качественно отличается от той, которая имеет место в p-d рассеянии.

Таким образом, хотя дейтрон представляет собой очень слабо связанную систему, при определенных условиях упругое рассеяние при облучении дейтронов дейтронами оказывается относительно более вероятным, чем при облучении дейтронов протонами. Это, конечно, обусловлено возможностью реализации в случае d-d рассеяния таких двукратных N-N соударений, когда оба налетающих нуклона одновременно рассеи-

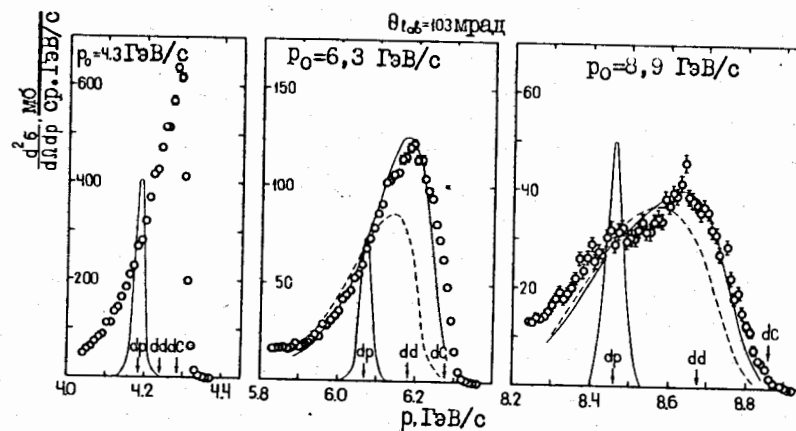


Рис.14. Высокоимпульсные части спектров дейтронов от соударений дейтронов с начальными импульсами 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с с ядрами углерода, измеренные под углом 103 мрад. Стрелками указаны значения импульсов дейтронов, соответствующие кинематике упругих d-p, d-d и d-C рассеяний. Пики, приведенные по данным измерений упругого d-p рассеяния, характеризуют разрешение спектрометра. Сплошные и штриховые кривые - результаты расчетов, описанных в тексте.

ваются каждый на одном из нуклонов мишени (рис.12,е), что допускает возможность достаточно больших передач импульса обоим нуклонам дейтрона при слабом возмущении их внутриядерного относительного движения. Наличие кратных соударений такого типа должно приводить к тому, что и в случае рассеяния дейтронов на ядрах высокоимпульсные участки спектров дейтронов должны быть обогащены за счет рассеяния налетающих дейтронов на группах внутриядерных нуклонов; эти группы нуклонов могут испускаться в виде фрагментов ядра-мишени в соответствии с кинематикой, близкой к кинематике упругого рассеяния дейтронов на фрагментах. Экспериментальные данные по рассеянию релятивистских дейтронов на ядрах, полученные в описываемых опытах, не противоречат такой интерпретации.

На рис.14 приведены высокоимпульсные части спектров дейтронов от d-C соударений при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с, измеренные под углом 103 мрад. Там же приведены пики от упругого d-p рассеяния, характеризующие экспериментальное разрешение. Стрелками показаны значения импульсов, вычисленные из кинематики упругих d-p, d-d и d-C рас-

сеяний. Видно, что спектры дейтронов от квазиупругого $d - C$ рассеяния заметно обогащены высокоимпульсными компонентами по сравнению со спектрами протонов от $p - C$ рассеяния, измеренными в тех же условиях (рис. 9). Штриховыми кривыми на рис. 14 показаны результаты расчетов в рамках модели многократного рассеяния, выполненных в пренебрежении взаимодействием выбитых дейтроном из ядра нуклонов в конечном состоянии. Результаты расчетов, выполненных в предположении, что часть выбитых нуклонов вылетает в связанном состоянии, в виде фрагментов ядра-мишени (т.е. ядер 2H , 3H и 3He), показаны сплошными кривыми. Видно, что последний вариант расчетов лучше соответствует экспериментальным данным, хотя количественное согласие все еще не достигается. Последовательное количественное описание дейтрон-ядерных взаимодействий требует дальнейшего теоретического анализа.

В пятой главе описаны исследования процесса выбивания дейтронов из ядер протонами с импульсами 1,3 и 4,3 ГэВ/с.

Явление прямого выбивания дейтронов из ядер протонами высокой энергии впервые было обнаружено в Дубне в 1957 г.^{x/} и подтверждено в экспериментах на Брукхейвенском космотроне десять лет спустя^{xx/}. Впоследствии на синхротроне ОИЯИ были проведены детальные исследования спектров дейтронов, образуемых во взаимодействиях протонов с энергией 670 МэВ с ядрами. В этих экспериментах в широком импульсном интервале, от 700 до 1700 МэВ/с, были измерены спектры вторичных дейтронов, испускаемых под углами $6,5^\circ$, $9,5^\circ$, $13,5^\circ$ и 16° в результате соударений протонов с ядрами H , D , 6Li , 7Li , C , Al , Cu , Rh и Pb . Кроме процесса квазиупругого выбивания дейтронов из ядер в этих опытах изучалось также образование дейтронов в реакции $p + \langle N \rangle \rightarrow d + L$, протекающей на нуклонах ядра.

Зависимости дифференциальных сечений $d\sigma/d\omega$ реакции



для разных углов испускания дейтронов от массового числа A ядра-мишени показаны на рис. 15. Эти зависимости можно аппроксимировать выражением

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(p, dN) = \sigma_0 A^n \quad (II)$$

^{x/} Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П., Мещеряков М.Г., Неганов Б.С., Шабудин А.Ф. ЖЭТФ, 1957, т.33, вып.5(II), с.1185.

^{xx/} Sutter R.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, v.19, No.20, p.1189.

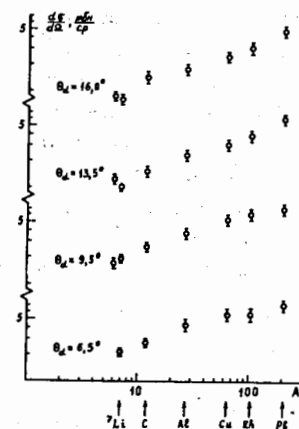


Рис.15. Зависимости дифференциальных сечений реакции $A(p, dN)A-2$ при 670 МэВ от массового числа A ядра-мишени для разных углов испускания дейтронов θ_d .

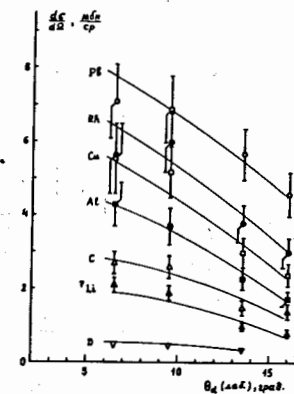


Рис.16. Угловые зависимости дифференциальных сечений реакции $A(p, dN)A-2$ при 670 МэВ для разных ядер. Точки, относящиеся к одному ядру, соединены кривыми от руки.

со значениями n , равными $0,37 \pm 0,05$, $0,41 \pm 0,05$, $0,47 \pm 0,05$ и $0,47 \pm 0,04$ для углов испускания дейтронов $6,5^\circ$, $9,5^\circ$, $13,5^\circ$ и 16° соответственно.

Угловые зависимости дифференциальных сечений процесса (I0) показаны на рис.16. Видно, что значения $d\sigma/d\omega$ для разных ядер монотонно уменьшаются при увеличении угла вылета дейтрона, повторяя угловую зависимость дифференциального сечения свободного $p - d$ рассеяния.

Полученные экспериментальные данные послужили в дальнейшем для разработки моделей, описывающих кластерные аспекты структуры ядра и ядерных реакций^{x/}. Хотя до сих пор отсутствует единая трактовка физического механизма процесса квазиупругого выбивания дейтронов из ядер нуклонами промежуточных и высоких энергий, по-видимому, можно утверждать, что именно высокоимпульсные и поэтому короткодействующие компоненты волновой функции коррелированных квазидейтронных пар нуклонов в ядрах дают определяющий вклад в сечение прямого выбивания дейтронов.

^{x/} Balashov V.V. In: Proc. of the II Internat. Conf. on Clustering Phenomena in Nuclei, College Park, Maryland, 1975, Ed. by Goldberg D.A. et al., Springfield, Virginia, 1975, p.281.

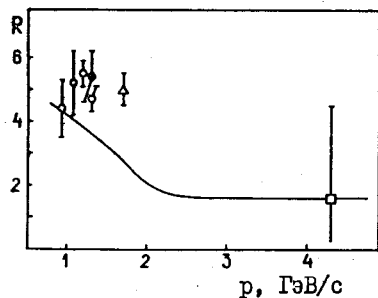


Рис.17. Сравнение зависимости отношения R дифференциального сечения выбивания дейтронов из ядер углерода под углом 0° к дифференциальному сечению свободного $p-d$ рассеяния от начального импульса протона, вычисленной в импульсном приближении с искаженной плотностью X , с экспериментальными данными.

В ходе исследования ядерных взаимодействий протонов с импульсом 4,3 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ были предприняты поиски выбивания дейтронов из ядер углерода. С целью обнаружения упруго и квазиупруго выбитых дейтронов анализировались самые верхние участки спектров вторичных частиц, испущенных под углом 103 мрад в $p-d$ и $p-C$ соударениях. Вторичные протоны и дейтроны разделялись методом измерения времен пролета. Измеренное дифференциальное сечение процесса выбивания дейтронов из ядер углерода составило $(3,4 \pm 2,4)$ мкб/ср, а отношение R этого сечения к сечению свободного $p-d$ рассеяния в тех же условиях оказалось равным $1,6 \pm 2,9$. Энергетическая зависимость отношения R , основанная на имеющихся в настоящее время опытных данных (рис. 17), демонстрирует универсальность процесса прямого выбивания дейтронов из ядер в широкой области энергий.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы, а в приложениях даны выражения для вычисления импульсных спектров протонов от квазиупругого $p-d$ рассеяния и импульсных спектров дейтронов, испускаемых в квазиупругих дейтрон-дейтронных и дейтрон-ядерных столкновениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ажгирей Л.С., Асанов В.В., Будкин Л.В., Бычков В.А., Кузнецов А.С., Столетов Г.Д., Филозов А.Ф. Система проволочных искровых камер с памятью на ферритовых кольцах. - Дубна, 1972. - 18 с. - (ОИЯИ. Р13-6522); ПТЭ, 1973, № 1, с. 255-256.
2. Ажгирей Л.С., Кузнецов А.С., Мещеряков М.Г., Столетов Г.Д., Филозов А.Ф. Система проволочных искровых камер на линии с ЭВМ для

x/ Remler E.A., Sathe A.P. Phys.Rev. C, 1978, v.18, No.5, p.2293.

экспериментов на выведенном пучке протонов синхрофазотрона ОИЯИ. - В кн.: Материалы II Междунар. симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц, Штрбске Плесо, ЧССР, 1972. - Дубна, 1973. - (ОИЯИ. Д-6840), с. 210-218.

3. Ажгирей Л.С., Будкин Л.В., Кацкова С.В., Кузнецов А.С., Столетов Г.Д., Филозов А.Ф. Аппаратура считывания и передачи в ЭВМ физической информации в эксперименте на выведенном пучке протонов синхрофазотрона ОИЯИ. - В кн.: Труды УИ Междунар. симпозиума по ядерной электронике, Будапешт, 1973. - Дубна, 1974. - (ОИЯИ. Д13-7616), с. 70-74.
4. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Иванов В.В., Кузнецов А.С., Столетов Г.Д. Программное обеспечение эксперимента на магнитном спектрометре с проволочными искровыми камерами. - Дубна, 1976. - 12 с. - (ОИЯИ. Р1-10013).
5. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Иванов В.В., Кузнецов А.С., Столетов Г.Д. Программы обработки событий в эксперименте на магнитном спектрометре с проволочными искровыми камерами. - Дубна, 1976. - 19 с. - (ОИЯИ. Р1-10014).
6. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Иванов В.В. Организация обработки информации, полученной в экспериментах на магнитном спектрометре с проволочными искровыми камерами. - В кн.: Материалы Междунар. совещания по программированию и математическим методам решения физических задач, Дубна, 1977. - Дубна, 1978. - (ОИЯИ. Д10, II-11264), с. 441-444.
7. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Иванов В.В. Система программ обработки информации, накопленной в экспериментах на магнитном спектрометре с проволочными искровыми камерами. - Дубна, 1979. - 20 с. - (ОИЯИ. Р10-12655).
8. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмыров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Мещеряков М.Г., Разин С.В., Столетов Г.Д. Высокоимпульсные части спектров вторичных частиц, испущенных в соударениях дейтронов с протонами, дейтронами и ядрами углерода при начальном импульсе 6,3 ГэВ/с. - Дубна, 1975. - 9 с. - (ОИЯИ. Р1-9265).
9. Azhgirey L.S., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N., Ivanov V.V., Ignatenko M.A., Kuznetsov A.S., Meshcheryakov M.G., Razin S.V., Stoleto G.D. Inclusive Spectra of Fast Deuterons and Protons from 6.3 GeV/c - Deuteron Collisions with Hydrogen, Deuterium, Carbon, Aluminium and Bismuth Nuclei. - In: Proc. of the 7th Internat. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich, 1977, Abstract Volume, p. 184.

10. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмиров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Мещеряков М.Г., Разин С.В., Столетов Г.Д. Инклюзивные спектры быстрых дейтронов и протонов от соударений дейтронов с импульсом 6,3 ГэВ/с с ядрами H, D, C, Al и Bi. - ЯФ, 1978, т. 27, вып. 4, с. 1027-1038.
11. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V., Kurnetsov A.S., Mescheryakov M.G., Razin S.V., Stoletov G.D., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N. Fragmentation of 6.3 GeV/c Deuterons on H, D, C, Al and Bi Nuclei. - In: Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Winnipeg, 1978. - AIP Conf.Proc. No.47, New York, 1978, p.670-671.
12. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V., Kuznetsov A.S., Mescheryakov M.G., Razin S.V., Stoletov G.D., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N. Proton Spectra from 6.3 GeV/c Deuteron Breakup on ^1H , ^2H , C, Al and Bi Nuclei. - Nucl.Phys. A, 1978, v.305, No.2, p.404-410.
13. Ажгирей Л.С., Алавердян Г.Б., Взоров И.К., Жмиров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Лыкасов Г.И., Мещеряков М.Г., Разин С.В., Столетов Г.Д. Импульсные спектры вторичных протонов от p-p, p-d и p-C соударений при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. - ЯФ, 1978, т. 28, вып. 4(10), с. 1005-1016.
14. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V., Kuznetsov A.S., Mescheryakov M.G., Razin S.V., Stoletov G.D., Tarasov A.V., Uzhinsky V.V., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N. Elastic and Quasielastic d-d Scattering at 4.3, 6.3 and 8.9 GeV/c. - In: Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Winnipeg, 1978. - AIP Conf.Proc. No.47, New York, 1978, p. 632-633.
15. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V., Kuznetsov A.S., Mescheryakov M.G., Razin S.V., Stoletov G.D., Tarasov A.V., Uzhinsky V.V., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N. The Structure of the High-Momentum Parts of the Deuteron Spectra from d-d Collisions at 4.3, 6.3 and 8.9 GeV/c. - Nucl.Phys. A, 1978, v.305, No.2, p.397-403; ЯФ, 1978, т. 28, вып. 1(7), с. 124-129.
16. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V., Kuznetsov A.S., Mescheryakov M.G., Razin S.V., Stoletov G.D., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N. Deuteron Inclusive Spectra in d+p-d+X and d+d-d+X Collisions at 6.3 and 8.9 GeV/c. - In: Proc. of the 19th Internat. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.- Phys.Soc.of Japan, Tokyo, 1979, p.1022.
17. Ажгирей Л.С. Ядерные взаимодействия протонов и дейтронов при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. - В кн.: Материалы X Ленинградского семинара по ядерной космической физике, Ленинград, 1978. - Ленинград, 1978, с. 397-410.

18. Azhgirey L.S., Razin S.V., Tarasov A.V., Uzhinsky V.V. On the Momentum Distributions of Deuterons from Quasi-Elastic d-d Scattering at High Energies. - Dubna, 1979. - 18 p. (JINR E2-12683).
19. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмиров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Мещеряков М.Г., Пак А.С., Разин С.В., Столетов Г.Д., Тарасов А.В., Цэрэн Ч. Ядерное рассеяние дейтронов при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. - ЯФ, 1979, т.30, вып.6(12), с.1578-1589.
20. Ажгирей Л.С., Крумштейн Э.В., Нго Куанг Зуй, Петрухин В.И., Хазинс Д.М., Цисек Э. Спектр быстрых дейтронов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией 670 Мэв с ядрами углерода. - ЯФ, 1971, т.13, вып.1, с. 6-14.
21. Azhgirey L.S., Cisek Z., Krumstein Z.V., Merekov Yu.P., Moroz Z., Ngo Quang Zui, Petrukhin V.I., Ronzhin A.I., Shelkov G.A. Dalkharov O.D. Study of the Spectra of Fast Deuterons Produced in the Interaction of 670 MeV Protons with Nuclei. - Nucl.Phys. A, 1972, v.195, No.2, p.581-595.
22. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмиров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Мещеряков М.Г., Разин С.В., Столетов Г.Д. Поиски выбивания дейтронов из ядер углерода протонами с импульсом 4,3 ГэВ/с. - ЯФ, 1978, т.28, вып.4(10), с.1017-1020.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 октября 1981 года.