

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Д1-85-618

Л.С.Ажгирей, Б.Словински

РАССЕЯНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ
И ДЕЙТРОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

1985

*Посвящается члену-корреспонденту АН СССР
М.Г.Мещерякову,
75-летие со дня рождения которого
отмечается в эти дни*

В последние годы релятивистская ядерная физика переживает этап исключительно бурного развития. Достижения в области экспериментальной техники, в особенности ускорение атомных ядер до релятивистских энергий, электронные, мюонные и нейтринные пучки большой энергии и интенсивности, возможность достаточно точно измерять большие передачи импульсов различным компонентам реакции, наблюдение и измерение характеристик множественного, в том числе струйного образования частиц при высоких энергиях, — все это сделало реальным вопрос об исследовании субадронных структур мезонов и нуклонов, а также атомных ядер.

Сформировались основы теоретического описания наблюдаемых явлений: квантовая хромодинамика, несмотря на существующие еще серьезные трудности, претендует на количественное объяснение, в принципе, всей совокупности известных фактов, относящихся к взаимодействиям адронов и свойствам ядерной материи. Продолжаются интенсивные поиски проявления кварковой структуры адронов и атомных ядер в лептонных и адронных взаимодействиях. Ищут кварки и в свободном виде: в экспериментах на ускорителях, в космических лучах и в стабильном веществе /т.н. кварковая химия/. Эти поиски существенно затрудняет большая неопределенность наших знаний о характерных признаках искоемых объектов. Неизвестно, например, какова масса свободных кварков и кварковых мешков, или каким образом проявляют себя цветные силы. Нет также, несмотря на достигнутый в последнее время заметный прогресс, установленных критериев обнаружения фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную хромоплазму, либо смеси кварковой фазы в гетерофазном состоянии. Поэтому для обнаружения внутренней структуры адронов в адронных взаимодействиях весьма актуален подход, состоящий в детальном исследовании этих взаимодействий, в первую очередь, в рамках моделей, не привлекающих представлений о кварках. При этом разница между экспериментальными данными и результатами такого "классического" анализа могла бы свидетельствовать о проявлении внутренних степеней свободы взаимодействующих частиц^{1/}. Вместе с тем усилия физиков концентрируются на изучении явлений, которые при взаимодействии адронов с адронами как квазичастицами ядерной материи либо вовсе не должны иметь место, либо их вероятность при достигнутых экспериментальных условиях весьма невелика. Пионерской в этом отношении оказалась идея т.н. кумулятивного эффекта^{2/}. Однако как в первом, так и во втором случае, задача сильно осложняется ограниченностью существующих моделей и наличием фоновых явлений. К таким явлениям в случае

адрон/ядро/-ядерных столкновений относятся, в частности, ферми-движение внутриядерных нуклонов, вторичные взаимодействия, а также релятивистские эффекты.

Наряду с постановкой новых экспериментов идет пересмотр ранее полученной экспериментальной информации. В настоящее время, когда достаточно четко виден круг проблем и сопутствующих им трудностей в этой области, можно должным образом оценить значимость тех первых экспериментальных работ, в которых наблюдались явления, привлекающие ныне всеобщий интерес. Еще в 1959 году М.Г.Мещеряковым и сотрудниками был выполнен на 6-метровом синхротронном эксперименте, в котором при помощи магнитного спектрометра с телескопом из сцинтилляционных счетчиков изучались энергетические спектры протонов с энергией 100–700 МэВ, испускаемых под углами 7; 12,2, 18, 24 и 30° из ядер бериллия, углерода, меди и урана под действием протонов с энергией 660 МэВ^{/3/}. Анализ экспериментальных данных, проведенный на основе импульсного приближения с учетом релятивистской кинематики, показал, что лучшей параметризацией импульсного распределения внутриядерных нуклонов для ядер бериллия и углерода является гауссовская функция со значением 1/e при энергии приблизительно 20 МэВ, или суперпозиция двух гауссовских распределений, которая лучше учитывает высокоимпульсную часть фермиевского движения нуклонов в ядре. Авторы получили данные, позволяющие оценить импульсное распределение периферических нуклонов и в более тяжелых ядрах — меди и урана. Анализ этих результатов привел к заключению, которое, как оказалось впоследствии, можно отнести ко многим более поздним аналогичным исследованиям. Суть его в том, что для интерпретации высокоимпульсной части экспериментального распределения квазиупруго-рассеянных адронов необходимо учитывать рассеяние адронов на тесных двухнуклонных группах и, возможно, на более тяжелых внутриядерных кластерах.

Результаты, относящиеся к фермиевскому движению внутриядерных нуклонов, послужили для обоснования модели внутриядерного каскада, которая очень часто применяется в различных аспектах при анализе экспериментальных данных. Позднее, когда исследование взаимодействий релятивистских частиц и ядер с атомными ядрами стало уникальным источником сведений о процессах, протекающих с участием короткоживущих частиц, и о специфических локальных свойствах ядерной материи^{/2/}, надежное знание движения внутриядерных нуклонов как "классического фона", явилось фактором, определяющим корректность этих исследований.

В 1957–1958 годах был выполнен ряд экспериментов, в которых измерялись энергетические спектры π^+ - и π^- -мезонов, испускаемых под углом 56° к пучку первичных протонов с энергией 670 МэВ^{/4/}. Это значение угла в лабораторной системе отсчета соответствовало углу 90° в системе центра масс нуклон-нуклон. Мишенью были ядра углерода. Полученные авторами энергетические распределения заряженных пионов простирались до значения 400 МэВ,

и не исключалась возможность того, что верхняя граница энергии этих частиц достигает 470 МэВ, как при реакции $P + {}^{12}C \rightarrow \pi^+ + {}^{13}C$. Был сделан вывод о том, что для объяснения наблюдаемой высокоэнергетической части спектров в рамках нуклон-нуклонных внутриядерных столкновений требуется допустить существование внутриядра углерода нуклонов, обладающих импульсом не менее 350 МэВ/с. Это значение импульса для нуклона в ядре углерода более чем на 100 МэВ/с превышает граничное значение, даваемое моделью ферми-газа невзаимодействующих нуклонов. Более десяти лет спустя такого рода эмиссия частиц в адрон-ядерных взаимодействиях, когда частицы испускаются вне области, соответствующей кинематике адрон-нуклонных столкновений, стала привлекать всеобщий интерес в связи с возможностью изучать таким образом локальные свойства ядерной материи^{/2/}.

Однако вопрос о том, при каких условиях можно достаточно убедительно говорить о проявлении нетривиальных, с точки зрения ядерной физики, свойств атомных ядер, оказался более сложным, чем предполагалось вначале. В рамках некоторых модельных подходов было показано, например, что для того, чтобы вторичная частица, образованная в адрон-ядерных столкновениях, была испущена вне кинематической области, разрешенной для свободных адрон-нуклонных столкновений при той же энергии в интервале значений масштабной переменной ≤ 2 , нет необходимости привлекать новые представления о природе взаимодействия^{/5/}. Не лишены недостатков и другие критерии, скорее всего качественного характера, например, чтобы передача импульса была не меньше ~ 1 ГэВ/с, или чтобы эффективная масса мишени была больше массы покоя нуклона и т.п. Наиболее аргументированным теоретически и экспериментально является предложенное недавно А.М.Балдиным^{/6/} условие, при выполнении которого можно считать, что адроны вообще, и внутриядерные нуклоны в том числе, утрачивают свою индивидуальность, т.е. уже перестают играть роль квазичастиц ядерной материи. А именно, предполагается, что для этого необходимо, чтобы передача квадрата четырехскорости вторичной частице была не меньше 5. В упомянутом эксперименте^{/4/} эта величина, соответствующая высокоэнергетической части заряженных пионов, испускаемых в области фрагментации ядра-мишени, превышала 5. Таким образом, уже в 1957 году наблюдался качественно новый тип явлений, изучение которых стало основным содержанием современной релятивистской ядерной физики. Такому выводу не противоречит тот факт, что начальная энергия протонов, инициирующих взаимодействие, далека от энергии предельной фрагментации ядер $\gtrsim 4$ ГэВ. Как показал анализ процесса аннигиляции e^-e^+ в адроны, кварковые степени свободы могут проявляться уже при значении энергии $\sim 0,6$ ГэВ^{/7/}.

Большое значение имело открытие в 1957 году М.Г.Мещеряковым и сотрудниками явления прямого выбивания дейтронов из атомных ядер протонами с энергией 675 МэВ^{/8/}. В этом эксперименте пучок

протонов, полученный на синхроциклотроне ОИЯИ, падал поочередно на мишени из H_2O , D_2O , Li , Be и C . Системой коллиматоров выделялись испускаемые под углом $7,6^\circ$ вторичные частицы, которыми в основном были протоны. При облучении всех указанных мишеней наблюдались пики дейтронов с импульсом около 1600 МэВ/с, что примерно на 300 МэВ/с превышало импульс дифракционно-рассеянных протонов. Анализ экспериментальных данных показал, что регистрируемые аппаратурой дейтроны не могли образоваться ни в результате реакции подхвата нейтронов из ядер падающими протонами, ни в столкновениях первичных протонов с нейтронами ядра мишени. Была также отвергнута возможность возникновения этих дейтронов в более сложных процессах каскадного типа. Авторы обнаружили, что пики в измеренных ими импульсных спектрах дейтронов значительно шире, чем пик, наблюдаемый в упругом pd -рассеянии^{/8,9/}. В предположении, что это уширение обусловлено, в основном, распределением по импульсам квазидейтронных кластеров в ядрах, были получены оценки средней энергии движения этих кластеров в ядрах лития, бериллия, углерода и кислорода: 8 , 11 , 14 и 14 МэВ, соответственно, а по сдвигу этих пиков относительно дейтронного пика от pd -рассеяния - энергии связи квазидейтронных групп в исследованных ядрах; они оказались соответственно равными $9,5$; $16,7$; $25,2$; $20,7$ МэВ. Была получена также оценка полного сечения выбивания дейтронов из ядер. В дальнейшем были измерены дифференциальные сечения выбивания дейтронов под разными углами в интервале $6,5-16^\circ$ и была изучена зависимость этого сечения от атомного номера ядра-мишени^{/10/}. Таким образом, был дан и первый достаточно полный количественный экспериментальный анализ обнаруженного явления и, следовательно, явления кластеризации ядерной материи.

В 1967 году группой Г.Палевского^{/11/} выполнен на брукгейвском космотроне аналогичный эксперимент, в котором при помощи магнитного спектрометра исследовалась реакция $p+(A,Z) \rightarrow d+p+(A-2,Z-1)$ на ядрах 4He , 6Li , ^{12}C , ^{16}O и Pb при импульсе первичных протонов 1 ГэВ/с. Испускание дейтронов наблюдалось под углами 5 , 10 и 15° . Авторы получили также оценку средней кинетической энергии двухнуклонных кластеров в изученных ядерных мишенях, которая оказалась в полном согласии с более ранними результатами ОИЯИ.

Открытие явления прямого выбивания дейтронов высокоэнергетическими протонами из атомных ядер существенно стимулировало интерес к исследованию структуры атомных ядер. Вслед за экспериментами Д.И.Блохинцев^{/12/} выдвинул концепцию о существовании флуктуаций плотности ядерного вещества, которой суждено было возродиться в виде так называемой флуктонной модели ядра при объяснении жесткой части импульсных спектров пионов, образованных в кумулятивной области в протон-ядерных соударениях при энергиях в несколько ГэВ^{/13/}. Следует также отметить, что обнаруженный эффект впервые указал на реальную возможность экспери-

ментального исследования взаимодействия одновременно трех адронов на малых расстояниях.

Данные М.Г.Мещерякова и сотрудников вновь обратили на себя внимание в начале 70-х годов, когда появились пучки легких релятивистских ядер и, в особенности, в связи с изучением кумулятивного эффекта^{/2/}.

Дальнейшие работы, выполненные на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью одноплечевого магнитного спектрометра с проволочными ионными камерами на линии с ЭВМ, имели своей целью подробное и систематическое изучение инклюзивных спектров быстрых дейтронов и протонов, испускаемых в столкновениях дейтронов и протонов с различными мишенями (p, d, C, Al, Bi) при трех значениях импульса падающих частиц: $4,3$; $6,3$; $8,9$ ГэВ/с^{/14-18/}. Хорошее импульсное разрешение спектрометра ($\Delta p/p \approx \pm 0,25\%$) и большая статистика накопленного экспериментального материала дали возможность проследить детали структуры высокоимпульсной части спектра вторичных протонов и дейтронов в интервале переданных импульсов $0,2 \leq |t| \leq 0,8$ (ГэВ/с)². Принципиальная схема модифицированного варианта экспериментальной установки показана на рис.1. Для анализа полученной информации привлекалась модель многократного дифракционного рассеяния. Дело в том, что по мере перехода от промежуточных энергий к высоким адрон-нуклонное рассеяние приобретает все более дифракционный характер. При этом угловые распределения рассеянных частиц характеризуются резко выраженным максимумом в направлении вперед. Поэтому при прохождении адрона через ядро вероятность его рассеяния на заданный угол более чем на одном нуклоне может стать сравнимой или даже большей, чем вероятность рассеяния на этот же угол только на одном нуклоне^{/19,20/}. Применение такого, скорее классического, подхода продиктовано тем обстоятельством, что для изучения тонких эффектов, связанных с проявлением внутренних степеней свободы адронов в ядрах, в первую очередь, необходимо иметь достаточно полное представление о ядре как многонуклонной системе. Это особенно важно для промежуточного интервала значений передачи четырехскорости, в котором, наряду с адрон-ядерным взаимодействием на уровне квазичастиц могут проявляться и кварковые эффекты.

Рассмотрим процесс квазиупругого /с развалом мишени/ рассеяния простейших ядер-дейтронов на дейтронах. В рамках модели кратных нуклон-нуклонных соударений этот процесс схематически показан на рис.2. В частности, из рисунка видно, что в квазиупругом дейтрон-дейтронном рассеянии возможны двукратные нуклон-нуклонные столкновения разного типа.

Оказывается, что дейтроны, испытавшие квазиупругое рассеяние на дейтронах вследствие нуклон-нуклонных соударений разной кратности, имеют импульсные распределения с максимумами при различных значениях потери импульса. Так, если потерю импульса в рассеянии, обусловленном однократным столкновением /диаграм-

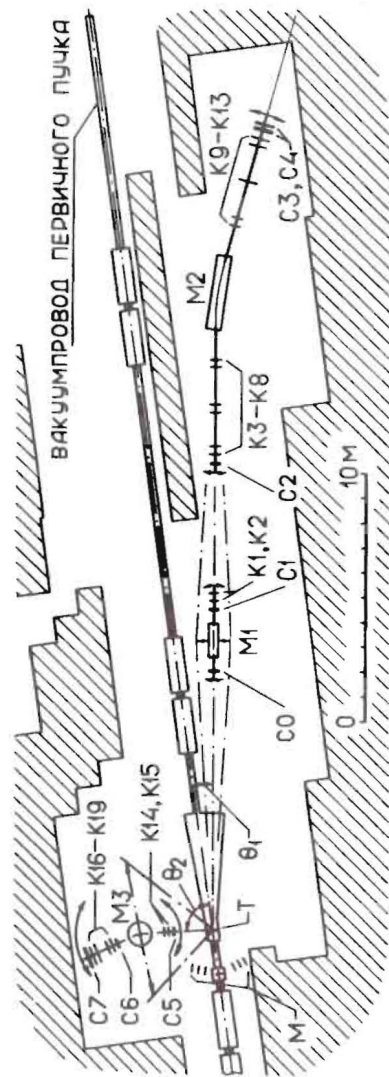


Рис. 1. Схема расположения детектирующей аппаратуры двухполюсного магнитного спектрометра на пучке выведенных ядер синхротрона ОЯИ. Т - мишень, М - мониторы пучка, К1-К9 - пропорциональные камеры, С0-С9 - сцинтилляционные счетчики, М1-М3 - магниты.

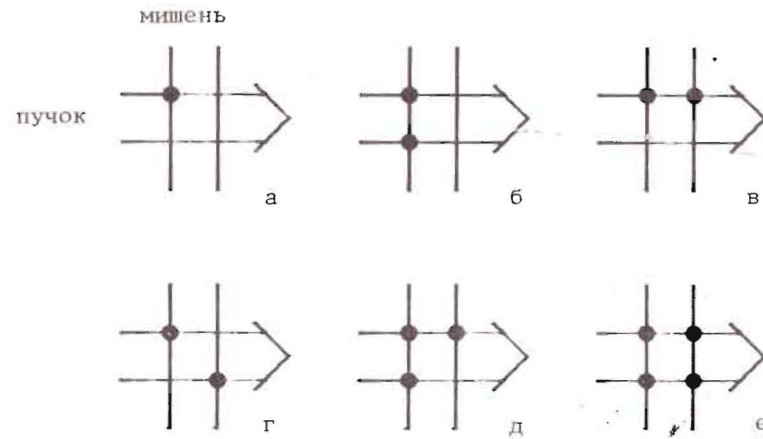


Рис. 2. Схематическое представление процессов кратных нуклон-нуклонных соударений, приводящих к квазиупругому /с развалом дейтрона-мишени/ дейтрон-дейтронному рассеянию /пояснения в тексте/.

ма а/, обозначить через Δ , то к такой же потере импульса приведет и диаграмма б; в случае трехкратных соударений /диаграмма д. потеря импульса составит $5\Delta/8$, а диаграммам в, г и е будет соответствовать потеря импульса $\Delta/2$. Поэтому исследование высокоимпульсных частей спектров дейтронов, квазиупруго рассеянных на дейтронах на малые углы, представляет собой спектроскопию кратных нуклон-нуклонных перерассеяний.

Измеренные высокоимпульсные части спектров дейтронов от дейтрон-дейтронных столкновений при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с показаны на рис. 3¹⁴. Исследованные области импульсных потерь соответствуют упругому и квазиупругому рассеяниям. В случае рассеяния дейтронов с импульсом 4,3 ГэВ/с в спектре виден пик, на правом склоне которого заметен прилив, указывающий на наличие второго слабого пика, положение которого соответствует примерно вдвое меньшей потере импульса налетающим дейтроном. При 6,3 и 8,9 ГэВ/с оба пика хорошо разделяются и становятся сравнимыми по величине. Во всех спектрах положение левых пиков кинематически соответствует квазиупругому рассеянию дейтронов на нуклонах, а положение пиков при больших значениях импульса - упругому рассеянию дейтронов на дейтронах.

Обнаруженная структура высокоимпульсных частей спектров упруго- и квазиупруго-рассеянных дейтронов анализировалась^{14,15} в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния. В этой модели амплитуда дейтрон-дейтронного рассеяния выражается через формфактор дейтрона, характеризующий его "радиус", и амплитуды

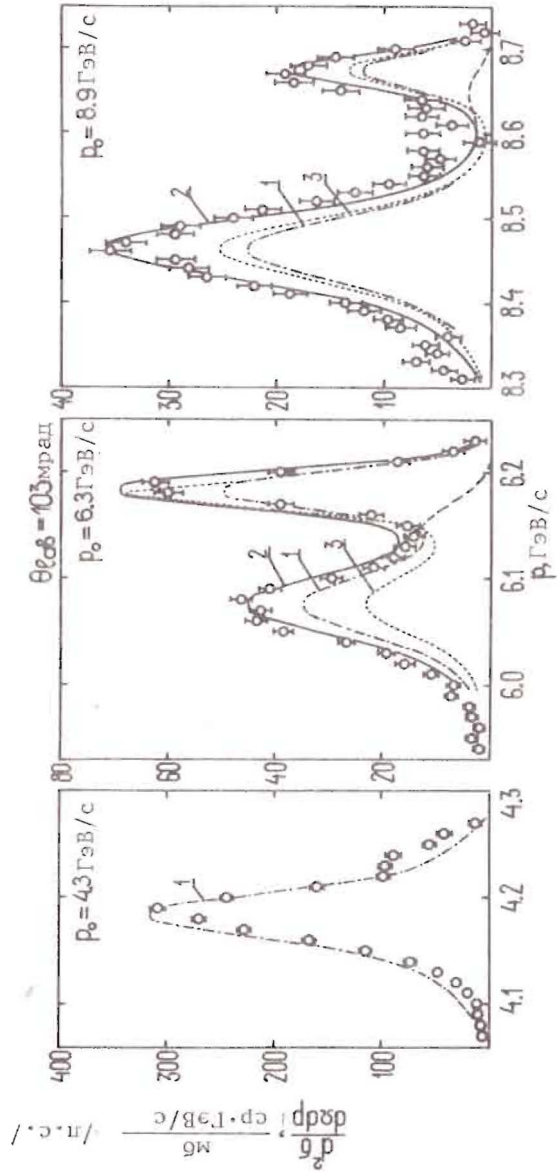


Рис. 3. Импульсные спектры дейтронов, зарегистрированных под углом 103 мрад в дейтрон-дейтронных взаимодействиях при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. Цифрами отмечены варианты расчетов, выполненных в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния. Штриховыми кривыми показаны вычисленные вклады от квазиупругого рассеяния в области пиков, кинематически отвечающих упругому рассеянию дейтронов на дейтронах.

упругого нуклон-нуклонного рассеяния в виде суммы членов, отвечающих различным кратностям столкновений нуклонов. Амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния параметризовалась, как обычно, в виде $f(q) = (k\sigma(i+\rho)/4\pi) \exp(-\beta q^2/2)$, где q - переданный импульс, k - импульс налетающего нуклона, $\rho = \text{Re} f(0) / \text{Im} f(0)$, β - параметр наклона дифференциального сечения упругого нуклон-нуклонного рассеяния. Варианты расчетов, отмеченные цифрами на рис. 3, отличались значениями параметра β и отношения ρ . Видно, что результаты расчетов без каких-либо дополнительных предположений качественно воспроизводят основные особенности измеренных распределений дейтронов, и поэтому обнаруженную структуру естественно интерпретировать как проявление эффекта кратных нуклон-нуклонных соударений.

Результаты расчетов зависят от использованных значений параметра наклона дифференциального сечения упругого NN-рассеяния - для вариантов 1 и 2 значения β различались примерно на 20% при 6,3 ГэВ/с и на 15% при 8,9 ГэВ/с. Отметим также довольно высокую чувствительность результатов вычислений к значению отношения реальной и мнимой частей амплитуды упругого нуклон-нуклонного рассеяния вперед /так, для вариантов 2 и 3 значения ρ составляли - 0,43 и 0 соответственно/. Вследствие такой чувствительности рассеяние дейтронов на дейтронах может служить новым независимым способом определения абсолютной величины отношения ρ . Предлагаемый метод основан на том, что дифференциальное сечение процесса $dd \rightarrow dnp$ выражается в виде суммы вкладов, отвечающих различной кратности рассеяния n , и интерференционных членов с множителями типа $(1+\rho^2)^n / 15!$. Традиционным способом определения отношения ρ является анализ данных по рассеянию протонов на протонах в области интерференции кулоновского и ядерного взаимодействия.

В описываемых экспериментах, проводившихся на синхрофазотроне ОИЯИ, измерения спектров вторичных дейтронов, образующихся под углом 0,103 рад во взаимодействиях дейтронов с ядрами водорода, дейтерия и углерода при 8,9 ГэВ/с, охватывали также и области спектров, в которые попадали вторичные дейтроны, испытавшие большую потерю импульса, порядка 1 ГэВ/с и более. Оказалось, что слабосвязанная ядерная система дейтрона с довольно большой вероятностью теряет значительный импульс и при этом не разваливается на отдельные нуклоны. Для объяснения этих результатов по глубоконеупругому рассеянию релятивистских дейтронов на протонах помимо вклада резонансного механизма этого процесса, когда в результате многократного рассеяния кварков сталкивающихся частиц в мишени-протоне возбуждаются нуклонные резонансы, пришлось рассмотреть также и нерезонансный кварк-партонный механизм взаимодействия, описывающий упругое рассеяние налетающей частицы на кварках мишени. В этих расчетах было показано, что учет 5%-ной примеси шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона приводит к улучшению описания экспериментальных данных по глубоконеупругому дейтрон-протонному рассеянию^{/21/}.

Интересной особенностью, отличающей рассеяние дейтронов на дейтронах от протон-дейтронного рассеяния в области передач импульсов $0,6-1,5$ (ГэВ/с)², является то, что, хотя дейтрон представляет собой довольно рыхлую систему, при определенных условиях упругое рассеяние в случае бомбардировки дейтронов дейтронами оказывается относительно более вероятным, чем в случае бомбардировки дейтронов протонами. Это обусловлено возможностью реализации в случае дейтрон-дейтронного рассеяния двукратных соударений такого типа, когда оба налетающих на дейтрон нуклона одновременно рассеиваются каждый на одном из обоих нуклонов мишени /диаграмма г на рис.2/: такой механизм упругого рассеяния допускает возможность достаточно больших передач импульса обоим нуклонам дейтрона при слабом возмущении их внутриядерного относительного движения. Можно предположить, что существование кратных соударений такого типа должно приводить к обогащению верхних участков спектров дейтронов и в случае дейтрон-ядерного рассеяния, из-за рассеяния дейтронов на группах нуклонов внутри ядра.

Высокоимпульсные части спектров дейтронов от их рассеяния на ядрах углерода при значениях начальных импульсов 6,3 и 8,9 ГэВ/с приведены на рис.4¹⁷; стрелками показаны значения импульсов, вычисленные из кинематики упругих рассеяний дейтронов на ядрах водорода, дейтерия и углерода. Видно, что, действительно, максимумы этих спектров заметно сдвинуты к верхним границам спектров относительно положений пиков, соответствующих упругому дейтрон-протонному рассеянию. Штриховыми кривыми на рис.4 показаны результаты расчетов, выполненных в рамках модели многократного рассеяния, в предположении, что выбиваемые из ядра налетающим дейтроном нуклоны никак не коррелированы и не взаимодействуют в конечном состоянии между собой. Видно, что имеется большое расхождение с экспериментальными данными, особенно в области малых потерь импульса.

Наблюдаемые импульсные распределения рассеянных дейтронов удастся лучше воспроизвести на основе предположения, что часть нуклонов, выбитых дейтронами из ядра, вылетает в связанном состоянии, в виде ядер дейтерия, трития и т.п.; этот вариант расчетов показан на рис.4 сплошными кривыми /отметим, что описание экспериментальных данных в случае рассеяния дейтронов на более тяжелых ядрах /алюминий, висмут/ является менее удовлетворительным, и окончательная интерпретация этих результатов требует дальнейшего развития теоретических представлений о взаимодействии многонуклонных систем/. Некоторое превышение экспериментально наблюдаемой высокоимпульсной части вторичных дейтронов от реакции $d+C \rightarrow d+X$ при 6,3 и 8,9 ГэВ/с над результатами теоретического анализа можно надеяться компенсировать равным образом как подбором более рафинированных ядерных моделей и способов учета релятивистских эффектов, так и предположив наличие внутри ядра-мишени шестикварковых примесей¹⁷. Последнее не про-

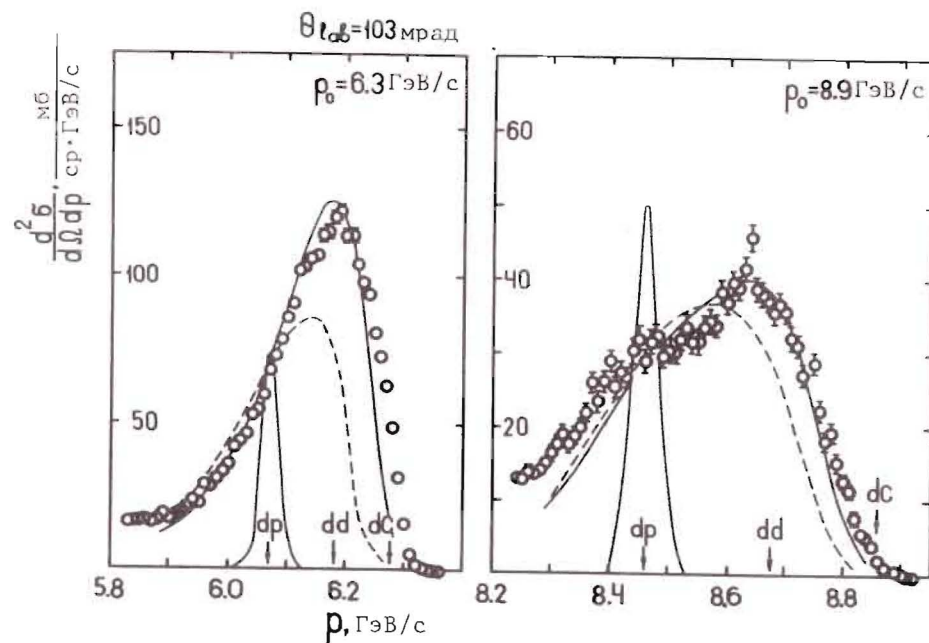


Рис.4. Спектры дейтронов, испущенных под углом 103 мрад в соударениях дейтронов с ядрами углерода при 6,3 и 8,9 ГэВ/с. Стрелками указаны значения импульсов, соответствующие кинематике упругого рассеяния дейтронов на ядрах водорода, дейтерия и углерода. Кривыми показаны результаты расчетов в рамках модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния без учета /штриховые кривые/ и с учетом /сплошные кривые/ предположения, что часть нуклонов, выбитых дейтронами из ядра, испускается в связанном состоянии.

тиворечит ряду других, появившихся недавно, экспериментальных данных /например,²²/ и, в принципе, возможно по критерию передачи четырехскорости. Тем не менее, окончательный вывод по данному вопросу можно будет сделать на основании более богатой, чем инклюзивные спектры, экспериментальной информации. В частности, следует считать перспективными в этой связи корреляционные эксперименты, в которых, наряду с импульсными распределениями релятивистских частиц, испускаемых вперед, измеряются кинематические характеристики более медленных сопутствующих адронов, испускаемых в широком интервале углов относительно пучка первичных частиц.

В настоящее время создается, в том числе и в ОИЯИ, ряд экспериментальных установок /см., например, рис.1/, обладающих тако-

го рода возможностями. С их помощью можно будет надеяться внести определенную ясность в затрагиваемую здесь проблему.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мещеряков М.Г. В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.260.
2. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике.ФИАН, 1971, № 1, с.35.
3. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1959, т.36, вып.6, с.1631.
4. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1958, т.34, с.1357.
5. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.6, с.1249.
6. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984.
7. Радюшкин А.В., Слепченко Л.А. В кн.: XV Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д2,4-83-179, Дубна, 1983, с.406; Eidelman S., Kurdadze L., Vainstein A. Phys.Lett.B, 1979, vol.82, p.278.
8. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1957, т.33, вып.5/11/, с.1185.
9. Лексин Г.А. ЖЭТФ, 1957, т.32, с.445.
10. Azhgirey L.S. et al. Nucl.Phys., 1972, A195, p.581.
11. Sutter K.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, vol.19, p.1189.
12. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, т.33, с.1295.
13. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys.Lett.B, 1977, vol.67, p.46; Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.4, с.815.
14. Azhgirey L.S. et al. Nucl.Phys., 1978, A305, p.397.
15. Azhgirey L.S. et al. JINR, E2-12683, Dubna, 1979.
16. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, т.27, с.1027.
17. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.1578.
18. Ажгирей Л.С. и др. ЯФ, 1978, т.28, вып.4/10/, с.1005.
19. Glauber R.J. In: Lectures in Theoretical Physics. (Ed. by W.E.Brittin and L.G.Dunham). Interscience, New York, 1959, vol.1, p.315.
20. Ситенко А.Г. УФЖ, 1959, т.4, с.152.
21. Доркин С.М., Каптарь Л.П., Титов А.И. ОИЯИ, P2-84-95, Дубна, 1984.
22. Воробьев Г.Г. и др. В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. VII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.222; Неудачин В.Г., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф. ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.6, с.1165.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 августа 1985 года.

Ажгирей Л.С., Словински Б.
Рассеяние релятивистских протонов и дейтронов
атомными ядрами

D1-85-618

Дан краткий обзор экспериментальных работ, в которых изучались спектры пионов, протонов и дейтронов, испускаемых под разными углами в интервале до 30° и при 90° /пионы/, в соударениях протонов с энергией 670 МэВ, а также протонов и дейтронов с импульсом 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с с различными ядрами (H, D, Li, Be, C, O, Al, Cu, Pb, Bi, U). В этих исследованиях впервые было обнаружено и проанализировано явление прямого выбивания дейтронов высокоэнергичными протонами. В статье описаны результаты исследования инклюзивных спектров дейтронов и протонов, основные особенности которых удовлетворительно воспроизводятся в рамках модели многократного дифракционного NN-рассеяния. Приведены также результаты анализа спектров неупруго-рассеянных дейтронов на основании кварк-партонового механизма взаимодействия. Экспериментальный материал получен на 6-метровом синхротроне ОИЯИ при помощи магнитного спектрометра с телескопом из сцинтилляционных счетчиков и на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью одноплечевого магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Azhgirey L.S., Słowiński B.
Scattering of Relativistic Protons and Deuterons
from Atomic Nuclei

D1-85-618

The paper reviews briefly the experiments in which momentum spectra of pions, protons and deuterons emitted at different angles in the interval up to 30° and at 90° (pions only) in the collisions of protons with an energy of 670 MeV as well as protons and deuterons with a momentum of 4.3, 6.3 and 8.9 GeV/c from various atomic nuclei (H, D, Li, Be, C, Al, Cu, Pb, Bi, U) are studied. These experiments were the first in which direct knocking-out of deuterons induced by high-energy protons has been found out and analysed. The results of investigation of inclusive proton and deuteron spectra the main features of which are reproduced satisfactorily within the multiple NN diffraction scattering model are described. There are also quoted the results of analysis of inelastic scattered deuteron spectra within the quark-parton interaction picture. The experimental data have been obtained at the JINR 6 meter synchrocyclotron using the magnetic spectrometer with a telescope of scintillation counters and at the JINR synchrophasotron using the one-arm magnetic spectrometer with wire spark chambers.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985