

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
ПО ИЗУЧЕНИЮ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ И ВАКУУМА

2-83-477

C-12

УДК 539.1.01: 539.171

СААКЯН

Самвел Бениаминович

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
СОСТАВНЫХ СИСТЕМ  
В МОДЕЛИ КРАТНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Специальность 01.04.02 – теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва 1983

сдать  
в каталог  
автореферат  
01.04.02  
Самвел Бениаминович

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители: доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник СИСАКТИ А.Н.  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник ТАРАСОВ А.В.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник ФАУСТОВ Р.Н.  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник СЛЕПЧЕНКО Л.А.

Ведущая организация: Институт физики высоких энергий,  
Протвино, Московской обл.

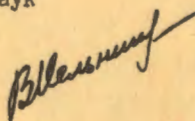
Защита состоится "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1983 г. в \_\_\_ час. на заседании  
Специализированного совета К.041.07.02 при ВНИЦФВ.

Адрес: Москва, ул. Марии Ульяновой, дом 3, корп. I.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ВНИЦФВ.

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1982 г.

Ученый секретарь Специализированного совета  
доктор физико-математических наук  
старший научный сотрудник



МЕЛЬНИКОВ В.Н.

Актуальность темы. В последние годы в ряде ведущих физических лабораторий мира было проведено большое число интересных экспериментов по исследованию ядро-ядерного, адрон-ядерного и адрон-адронного взаимодействий. В настоящее время программа этих исследований все более расширяется как в плане постановки новых информативных экспериментов на базе существующих ускорителей, так и в плане создания новых установок по ускорению атомных ядер до ультрарелятивистских энергий и изучению в лабораторных условиях ядро-ядерных взаимодействий при энергиях, превышающих энергии космических частиц. В экспериментах по исследованию взаимодействий адронов при высоких энергиях важной проблемой является установление кварковой структуры адронов. Эти обстоятельства стимулировали интерес к теоретическому исследованию взаимодействий составных систем при релятивистских энергиях.

Цель работы. Все существующие в настоящее время данные об упругом и квазиупругом адрон-ядерном рассеянии, а также данные о полных сечениях этих реакций получили удовлетворительные описания в рамках дифракционной теории многократных рассеяний. Такое успешное описание, естественно, привело к применению теории кратных столкновений к описанию более сложных неупругих процессов с участием составных объектов. В моделях, где адроны рассматриваются связанными системами конечного числа так называемых "одетых" кварков, приводится ряд аргументов в пользу того, что собственные размеры "одетых" кварков много меньше средних межкварковых расстояний в адроне, равных по порядку величины радиусу адронов. Следовательно, адроны по структуре должны быть весьма похожи на легкие ядра и следует ожидать качественное подобие в характеристиках адрон-адронного взаимодействия и взаимодействия легких ядер.

Целью диссертации является исследование с единой точки зрения процессов ядро-ядерного и адрон-адронного рассеяний в рамках теории кратных столкновений.

Научная новизна. В диссертации получены следующие новые результаты:

- исследованы импульсные спектры ядер  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , рассеянных на дейтериевой мишени;
- разработана техника учета корреляций центра масс для сечений инклюзивных реакций;
- разработана техника расчета сечений инклюзивных процессов с участием легких ядер;
- исследованы импульсные спектры протонов и дейтронов, рассеянных на гелиевой мишени;

- рассмотрены релятивистские эффекты сжатия взаимодействующих объектов;

- проведен анализ данных об упругом  $\pi p$ -рассеянии при

$$P_{\pi} = 200 \text{ ГэВ/с в интервале переданного импульса} \\ 0,022 < -t < 2,375 (\text{ГэВ/с})^2$$

с учетом релятивистского сжатия адронов. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

**Практическая ценность.** Предсказание многопиковой структуры импульсных спектров взаимодействующих составных систем определяет необходимость проведения таких экспериментов. Для экспериментальной проверки этих эффектов необходимо учитывать указанные в диссертации оптимальные условия.

Результаты решения задачи корреляций центра масс могут быть использованы при рассмотрении процессов с участием легких ядер.

Техника расчета сечений инклюзивных процессов рекомендуется при изучении рассеяний с легкими ядрами.

Успешное описание данных упругого  $\pi p$ -рассеяния в интервале передач  $0,022 < -t < 2,375 (\text{ГэВ/с})^2$  при  $P_{\pi} = 200 \text{ ГэВ/с}$  с учетом эффекта релятивистского сжатия адронов отмечает необходимость учета релятивистских эффектов при высоких энергиях.

**Апробация работы.** Результаты, полученные в диссертации, докладывались на семинарах в Лаборатории теоретической физики и Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, на семинаре кафедры теоретической физики Брестского государственного университета.

**Публикация работ.** Основное содержание диссертации опубликовано в четырех работах.

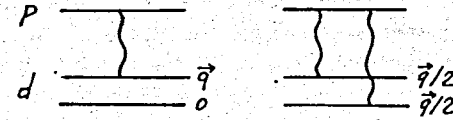
**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав, содержащих 9 параграфов, заключения и библиографии из 66 наименований. Работа содержит 118 страниц машинописного текста, 4 диаграммы и 10 рисунков.

**Содержание диссертации.** Во введении обоснована актуальность работы, указаны ее цели и задачи.

Первая глава состоит из трех параграфов. В ней рассматриваются импульсные спектры частиц и ядер, рассеянных на дейтериевой мишени. Разрабатывается техника расчета сечений инклюзивных процессов с участием легких ядер.

В § I главы I рассматриваются реакции  $pd \rightarrow px$ . Исследуется только высокоимпульсная часть спектров протонов, рассеянных на дейтериевой мишени. В эту часть спектров преимущественный вклад вно-

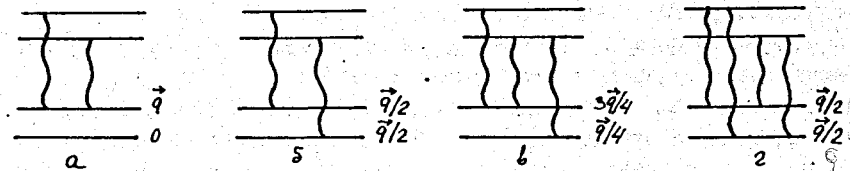
сит упругое  $pd$ -рассеяние и рассеяние протонов дейтроном, сопровождающееся развалом последнего. На диаграмме I приведены механизмы взаимодействия протона с дейтроном.



Диagr. I

В случае однократного рассеяния потеря энергии частицей равна  $\Delta E_1 = \vec{q}^2/2m_N$ , двукратного  $\Delta E_2 = \vec{q}^2/4m_N$ , а при рассеянии на дейтроне как целом  $\Delta E = \vec{q}^2/2m_d = \Delta E_2$ . Таким образом, в спектре рассеянных протонов при достаточно больших значениях  $\vec{q}$  и при условии, что разрешающая способность аппаратуры меньше расстояния между пиками, должна наблюдаться дупликовая структура, что и обнаружено экспериментально.

В § 2 главы I рассматриваются реакции  $dd \rightarrow dx$ . Для того, чтобы такая слабосвязанная система как дейтрон, могла рассеиваться с большой передачей импульса  $\vec{q}$ , необходимо, чтобы каждый из составляющих его нуклонов рассеивался с передачей, близкой  $\vec{q}/2$ , а это возможно лишь в случае, если оба нуклона рассеиваемого дейтрона испытывают взаимодействие. Поэтому в амплитуде процесса  $dd \rightarrow dx$  остаются только те слагаемые, которые отвечают механизмам взаимодействия, в которых принимают участие оба нуклона рассеиваемого дейтрона. Диаграммы этих механизмов приведены ниже:



Диagr. 2

Механизму а) соответствует потеря энергии  $\Delta E_1 = \vec{q}^2/2m_N$ , б)  $\Delta E_2 = \vec{q}^2/4m_N$ . Поскольку амплитуды механизмов а) и б) билинейны по амплитуде  $NN$ -рассеяния, то интерференция между ними не деструктивная, как в случае  $pd \rightarrow px$ , а конструктивная и по идее должна способствовать не разделению пиков при  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$ , а заполнению минимума между ними. Однако, поскольку области доминиру-

вания обоих механизмов в рассматриваемом случае очень узки и их ширины определяются величинами ферми-импульсов нуклонов в обоих дейтронах, интерференция указанных механизмов оказывается сильно подавленной и не влияет заметным образом на структуру импульсных спектров. К качественному отличию структуры спектров дейтронов в реакции  $dd \rightarrow dx$  от структуры протонных спектров в  $pd \rightarrow px$  рассеянии приводит механизм в) с потерей энергии  $\Delta E_3 = 5\bar{q}^2/16m_N$ . Механизм г) с потерей энергии  $\Delta E_4 = \bar{q}^2/4m_N \approx \Delta E_2$ , хотя и приводит к "широкому" вкладу в пик двукратного рассеяния, однако ввиду малой интенсивности не влияет на форму импульсных спектров.

Таким образом, можно ожидать наблюдения трехпиковой структуры в спектрах рассеянных дейтронов в реакции  $dd \rightarrow dx$ . Одним из необходимых условий для этого является сравнимость интенсивностей всех трех механизмов. Оценки приводят к значению для передачи импульса  $\bar{q}^2 \approx 1,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

В § 3 главы I рассматриваются реакции  $Ad \rightarrow Ax$ . Для конкретных процессов, а именно для  ${}^3\text{He}d \rightarrow {}^3\text{He}x$  и  ${}^4\text{He}d \rightarrow {}^4\text{He}x$  рассчитаны импульсные спектры при разных значениях переданного импульса. При значении переданного импульса на один нуклон рассеиваемого ядра  $\bar{q}_N = \bar{q}/A$ , заметно превышающем величину ферми-импульса нуклонов, те механизмы, в которых хотя бы один из нуклонов ядра не участвует во взаимодействиях, будут подавлены, т.е. условие "выживания" ядра, испытавшего рассеяние с большой передачей импульса, состоит в том, чтобы все нуклоны рассеиваемого ядра участвовали во взаимодействиях. При этом каждый из них передает нуклонам мишени импульс  $\vec{q}_N = \bar{q}/A$  с точностью до величины порядка ферми-импульса, причем если он взаимодействует с обоими нуклонами мишени, то этот импульс делится между ними поровну с точностью до величины порядка  $\beta^{-1/2}$  ( $\beta$  - параметр наклона дифференциального сечения  $NN$ -рассеяния). Механизмы классифицируются следующим образом: пусть  $m$  есть число нуклонов ядра  $A$ , взаимодействующих только с протоном мишени,  $n$  - с нейтроном, а остальные  $A-m-n$  последовательно перерассеиваются на обоих нуклонах дейтрона. В результате протон мишени приобретает импульс  $\vec{p} = \bar{q}[m+(A-m-n)/2]/A$ , нейтрон -  $\vec{n} = \bar{q}[n+(A-m-n)/2]/A$ , а ядро теряет энергию

$$\Delta E_{mn} = \frac{\bar{q}^2}{4m_N} + \frac{1}{4m_N} \left[ \frac{\bar{q}^2(m-n)}{A} \right]^2 \quad (I)$$

Первое слагаемое в (I) соответствует энергии движения  $np$ -системы как целого, второе - энергии возбуждения системы. Если бы нуклоны мишени покоились, а указанная процедура передачи импульса была совершенно однозначной, то импульсный спектр рассеянного ядра представлял

бы набор  $A+1$   $\delta$ -образных пиков. Однако, очевидно, что ферми-движение нуклонов как в мишени, так и в рассеиваемом ядре должно привести к размыванию такой "линейчатой" структуры. Для механизма с  $m+n=A$  ферми-движения является единственной причиной размывания структуры. При этом ширина пика, отвечающего механизмам  $(A,0)$  и  $(0,A)$ , определяется лишь величиной ферми-импульса нуклонов мишени, поскольку в этих случаях весь импульс  $\vec{q}$  передается одному из нуклонов мишени и несущественно, какую долю вносит каждый нуклон рассеиваемого ядра. На ширине пиков механизмов с  $m+n < A$  существенно сказывается большая ( $\sim \beta^{-1/2}$ ) неточность в процедуре деления импульса  $\vec{q}_N = \bar{q}/A$  между нуклонами ядра  $A$ , которые испытывают последовательные взаимодействия с обоими нуклонами мишени.

Таким образом, структура  $Ad$ -взаимодействия допускает возможность появления  $A+1$  пиков в импульсных спектрах ядер, рассеянных на дейтроне. Результаты расчетов сечения как функции "масштабной" переменной  $z = (M_{np}^2 - 4m_N^2 - \bar{q}^2)^{1/2}/q$  для реакций  ${}^3\text{He}d \rightarrow {}^3\text{He}x$  и  ${}^4\text{He}d \rightarrow {}^4\text{He}x$  приведены на рис. 1,2.

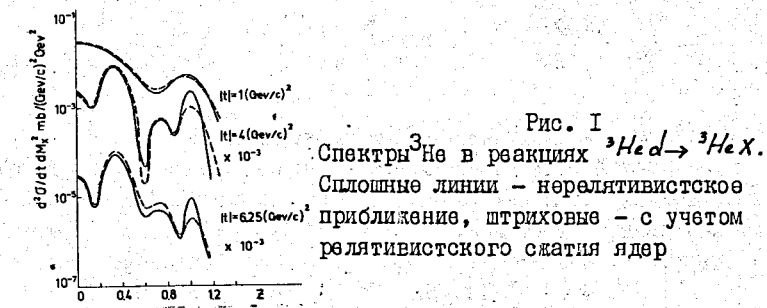


Рис. 1. Спектры  ${}^3\text{He}$  в реакциях  ${}^3\text{He}d \rightarrow {}^3\text{He}x$ . Сплошные линии - нерелятивистское приближение, штриховые - с учетом релятивистского сжатия ядер

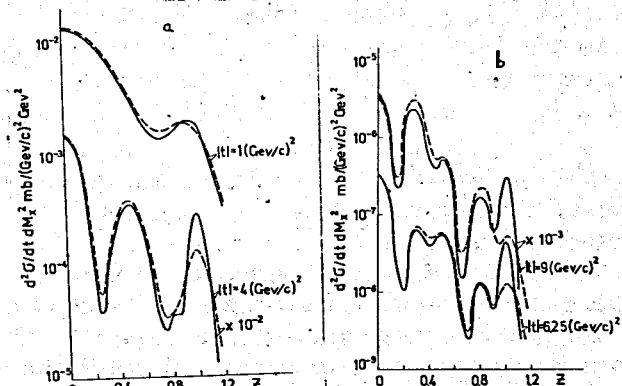


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для реакции  ${}^4\text{He}d \rightarrow {}^4\text{He}x$

Эти предсказания теории доступны экспериментальной проверке на пучках релятивистских ядер Лаборатории высоких энергий ОЯИИ.

В § I главы 2 решена задача учета корреляций центра масс в инклюзивных реакциях с участием легких ядер. Развита простая схема расчета импульсных спектров в реакции типа  $pA \rightarrow pX$  для произвольного значения  $A$ . Физическая суть эффекта учета корреляции центра масс состоит в том, что в силу трансляционной инвариантности волновая функция ядра  $A$  зависит от  $A-1$  относительных координат нуклонов, составляющих ядро. Технически эти корреляции обычно учитываются наложением условия  $\sum \vec{p}_i = 0$  на область интегрирования по координатам  $\vec{r}_i$  нуклонов ядра  $A$ , что увеличивает математическую сложность задачи. Связь между двойными дифференциальными сечениями, рассчитанными с учетом корреляции центра масс и некоррелированными, получается интегральной

$$\left(\frac{d\sigma}{dt dM_x^2}\right)_{кор} = \ell^2 \frac{1}{2\alpha A} \left[ \left(\frac{d\sigma}{dt dM_x^2}\right)_{некор} - \frac{1}{A\alpha} \int_{M_A^2}^{M_x^2} dM_x'^2 \frac{q^2}{\sqrt{M_x'^2 - M_A^2}} \times \right. \\ \left. \times J_1\left(\frac{2q\sqrt{M_x'^2 - M_A^2}}{A\alpha}\right) \exp\left(\frac{M_A^2 - M_x'^2}{A\alpha}\right) \left(\frac{d\sigma}{dt dM_x'^2}\right)_{некор} \right], \quad (2)$$

где  $\alpha$  - осцилляторный параметр ядра  $A$ .

В § 2 главы 2 разработана техника расчетов импульсных спектров протонов на легких ядрах. Рассчитаны импульсные спектры протонов в реакциях  $p^3He \rightarrow pX$  и  $p^4He \rightarrow pX$ . В приближении, в котором  $\bar{q}$ -зависимость амплитуд  $NN$ -рассеяния берется гауссовой  $f \sim \exp(-\beta q^2/2)$ , все вычисления выполняются аналитически. Учет корреляций центра масс приводит к сужению соответствующих импульсных распределений в реакциях на легких ядрах. На рис. 3 приведены расчеты импульсных спектров протонов в реакциях  $p^3He \rightarrow pX$  и  $p^4He \rightarrow pX$  при  $\bar{q}^2 = 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Тот факт, что сечение  $p^4He \rightarrow pX$  оказалось несколько меньше сечения  $p^3He \rightarrow pX$ , связано с большой интенсивностью деструктивной интерференции механизмов одно- и двукратного рассеяния, а также соотношением осцилляторных параметров.

В § 3 главы 2 исследуется реакция  $d^3He \rightarrow dX$ . На основании кинематического анализа можно ожидать появления пяти пиков в импульсных спектрах дейтронов, рассеянных на ядре  $He$  при значениях переданных импульсов, отвечающих потерям энергии, рассеянным дейтроном.  $\Delta E = [\bar{q}^2/2m_N, 5\bar{q}^2/16m_N, \bar{q}^2/4m_N, 3\bar{q}^2/16m_N, \bar{q}^2/6m_N]$

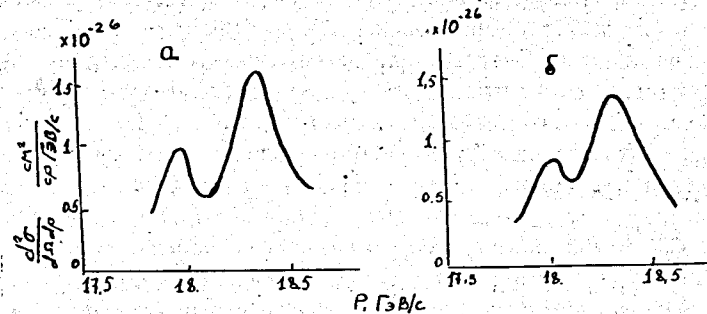


Рис. 3. Импульсные спектры протонов  $\alpha$  - реакции  $p^3He \rightarrow pX$ ,  $\delta$  - реакции  $p^4He \rightarrow pX$

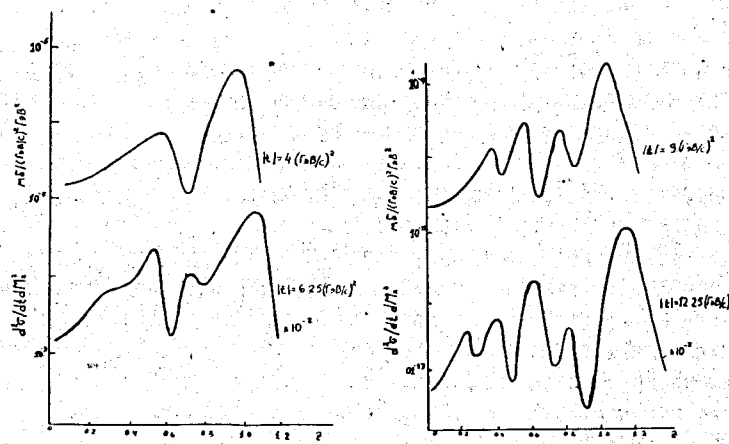


Рис. 4. Импульсные спектры дейтронов в реакциях  $d^3He \rightarrow dX$

Глава 3 посвящена проблеме, связанной с релятивистскими эффектами в формализме кратных столкновений.

В § I главы 3 на примере упругого  $pp$ - и  $\pi p$ -рассеяния обсуждается влияние релятивистских эффектов при описании упругого адрон-адронного рассеяния. Учет ряда релятивистских эффектов, роль которых в рассеянии релятивистских ядер оказывается пренебрежимо ма-



лой, в случае адрон-адронного рассеяния оказывается настолько существенной, что может радикально изменить результаты. Волновые функции сталкивающихся адронов зависят от четырехмерных относительных координат составляющих кварков и от четырехмерного импульса адрона, являясь при этом инвариантными относительно преобразований Лоренца. Релятивистский подход оставляет кваркам возможность иметь малые собственные размеры и тем самым удовлетворить основным положениям модели составляющих кварков. Проведен анализ данных об упругом  $\pi p$ -рассеянии при  $P_{\pi} = 200$  ГэВ/с в интервале передач импульса  $0,022 < -t < 2,375$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Найдены параметры волновых функций протона и пиона. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

В § 2 главы 3 проводится качественный анализ релятивистских эффектов при описании инклюзивных спектров в адронных взаимодействиях. Релятивистские эффекты приводят к перенормировке дифференциальных сечений и осцилляторного параметра мишени  $\alpha \rightarrow \alpha_{\text{eff}}$ . В случае адрон-адронных взаимодействий  $q^2 \gg m^2$  и  $\alpha_{\text{eff}} \sim \alpha q^2/m^2 \sim \sim q^2$ , т.е. квадрат эффективного ферми-импульса сравним с квадратом переданного импульса и ширина пика квазиупругого рассеяния оказывается величиной порядка размеров высокоимпульсной части спектров рассеиваемых адронов. Из качественного анализа следует, что релятивистское уширение распределений по ферми-импульсу как в рассеиваемом адроне, так и в мишени, должно приводить к замазыванию сложной структуры спектров рассеянных адронов, предсказываемой в рамках нерелятивистской теории многократного рассеяния.

В § 3 главы 3 исследуются процессы  $A_1 A_2 \rightarrow A_1 X$  и  $h_1 h_2 \rightarrow h_1 X$ , в модели многократного рассеяния предполагается выполнение условия  $q_L \ll R^{-1}$ , где  $q_L$  - продольная передача импульса,  $R$  - характерный радиус рассеивающего объекта. При рассмотрении процессов с большими передачами импульса, даже в случае упругого рассеяния, потеря энергии частицей на отдачу мишени, а следовательно, и величина может сравниться, а иногда даже превзойти величину поперечной передачи импульса  $q_L$  в лабораторной системе. И хотя вклады в инвариантную передачу импульса  $-t = \vec{q}_1^2 + \vec{q}_2^2 - q^2$  временной и продольной составляющих в значительной мере компенсируют друг друга, соотношения  $-t = \vec{q}_1^2$  выполняются не всегда с необходимой точностью. Трудность с большими  $q_L$  можно преодолеть, если перейти к системе Брайта одной из частиц. На рис. 5 приведены расчеты импульсных спектров протонов в реакциях  $p\pi \rightarrow pX$ .

Из рис. 1,2 видно, что хотя в случае процессов  $A_1 A_2 \rightarrow A_1 X$  релятивистские эффекты и не пренебрежимо малы, они все же не изменяют сделанного ранее заключения о возможности наблюдения многопиковой

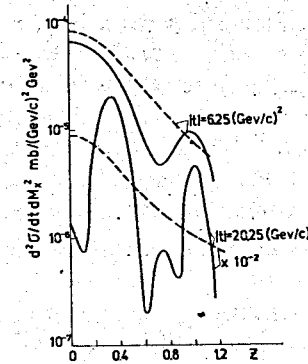


Рис. 5. Импульсные спектры протонов в реакциях  $p\pi \rightarrow pX$ . Сплошные линии - нерелятивистские приближения. Штриховые - с учетом релятивистского сжатия адронов.

структуры в импульсных спектрах легких ядер, рассеянных на легких ядерных мишенях. В случае же адрон-адронного рассеяния (рис.5), релятивистское уширение пиков оказывается настолько большим, что структура спектров полностью замазывается.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

1. В рамках теории многократного рассеяния проведен детальный анализ энергетических спектров в реакциях  $Ad \rightarrow AX$ . Проведены расчеты сечений в реакциях  ${}^3\text{He}d \rightarrow {}^3\text{He}X$  и  ${}^4\text{He}d \rightarrow {}^4\text{He}X$  при различных значениях переданного импульса. Показано, что при достаточно больших значениях переданного импульса ( $\vec{q}_L = \vec{q}/A \geq 0,5$  ГэВ/с) четко проявляется многопиковая структура импульсных спектров, что отражает составной характер взаимодействующих объектов.

2. Решена задача учета корреляций центра масс в расчетах сечений инклюзивных реакций.

3. Разработана техника расчета сечений инклюзивных процессов с участием легких ядер.

4. Исследованы импульсные спектры протонов и дейтронов, рассеянных на гелиевой мишени. Рассчитаны сечения при разных значениях переданного импульса. Показано, что учет всех механизмов кратных столкновений предсказывает сложную структуру для спектров этих объектов.

5. Рассмотрены релятивистские эффекты сжатия взаимодействующих объектов. Показано, что учет релятивистского сжатия приводит к перенормировке осцилляторных параметров взаимодействующих объектов. При адрон-адронных взаимодействиях (составные системы кварков) релятиви-

стское уширение распределений по фазе-импульсу приводит к замазыванию сложной структуры спектров рассеянных адронов. В случае же ядерно-ядерных взаимодействий эти эффекты, хотя и не пренебрежимо малы, но все же не сильно изменяют структуру спектров рассеянных ядер.

6. В рамках релятивизированной модели многократного рассеяния проведен анализ данных об упругом  $\pi p$ -рассеянии при  $\frac{p}{m} = 200$  ГэВ/с в интервале передач импульса  $0,022 < -t < 2,375$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> с целью определения параметров волновых функций пиона и протона. Получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными.

Основное содержание диссертации опубликовано в следующих работах:

1. З.Омбоо, А.С.Пак, С.Б.Саакян, А.В.Тарасов, В.В.Ужнинский. Учет корреляции центра масс ядра-мишени в расчетах сечений инклюзивных реакций. Письма в ЖЭТФ, том 33, вып. 12, с. 670-673, 1981.
2. З.Омбоо, А.С.Пак, С.Б.Саакян, А.В.Тарасов, В.В.Ужнинский. Характеристические функции инклюзивных процессов с участием легких ядер. Препринт ОИЯИ, P2-81-335, Дубна, 1981, 9 с.
3. З.Омбоо, А.С.Пак, С.Б.Саакян, А.В.Тарасов. Упругое  $\pi p$ -рассеяние в кварковой модели в формализме Глаубера. Препринт ОИЯИ P2-82-75, Дубна, 1982, 3 с.
4. S.V.Saakian. The Momentum Spectra of Light Nuclei in Reactions  $A d \rightarrow A X$  at Large Momentum Transfers. Preprint JINR, E2-82-409, Dubna, 1982, 8 p.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 июля 1983 года.