

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

---

0 - 57

2-84-724

ОМБОО  
Зодовын

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1984

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований.

Научный руководитель:

Президент АН МНР, академик Ч.ЦЭРЭН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
кандидат физико-математических наук

В.Д.ТОНЕЕВ  
С.Р.ГЕВОРКЯН

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Харьковский физико-технический институт

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 198\_\_ г.

Защита диссертации состоится "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 198\_\_ г. в "\_\_\_" \_\_\_\_\_  
на заседании Специализированного совета Д-047.01.03 при Лаборатории  
ядерных проблем, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Специализированного совета  
доктор физико-математических наук

Ю.А.БАТУСОВ

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность.** В последнее десятилетие на ряде крупнейших ускорителей мира были получены пучки релятивистских ядер (впервые в Дубне) и исследованы ядро-ядерные взаимодействия при энергиях порядка нескольких ГэВ на нуклон. В результате накоплен обширный экспериментальный материал, должный теоретический анализ которого в последнее время еще не проведен из-за неразвитости теории этих реакций. Поэтому задача создания теоретического подхода, способного описать взаимодействия составных систем при высоких энергиях является весьма актуальной.

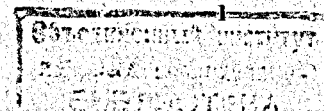
Наиболее серьезной претенденткой на роль теории ядро-ядерных реакций является эйкональная теория Глаубера-Ситенко, первоначально развитая в применении к описанию адрон-ядерного рассеяния.

Ее обобщение на случай ядро-ядерного рассеяния не представляет принципиальной сложности и было предпринято в 1968 году (В.Фрэнко).

Однако в течение длительного времени теоретически анализировалось только упругое рассеяние легких ядер. В последние годы благодаря усилиям физиков стран социалистического содружества (И.В.Андреев, А.В.Терасов, А.С.Пек, В.В.Ужинский, Ч.Цэрэн) была разработана теория взаимодействий тяжелых ядер (двухжды - оптическое приближение). Однако теория взаимодействий легких ядер с легкими или средними все еще остается недостаточно разработанной. Актуальность ее развития обусловлена не только необходимостью интерпретации экспериментальных данных по ядро-ядерным взаимодействиям, но и надеждой на описание адрон-адронных взаимодействий. Обнаружение дифракционной структуры  $pp$ -рассеяния при  $\sqrt{s} = 23,6$  ГэВ и интерпретация ее в рамках составной кварковой модели дает основание полагать, что эйкональный подход, соответствующим образом модифицированный, будет полезным для анализа взаимодействий элементарных частиц.

**Цель настоящей работы** является:

- Создание эффективного математического аппарата для расчета сечений упругого и квазиупругого рассеяния составных систем при высоких энергиях в рамках эйконального подхода.
- Теоретический анализ возможного проявления составной структуры взаимодействующих объектов в упругом рассеянии.
- Решение некоторых открытых вопросов эйкональной теории взаимодействий составных систем.



### Научная новизна

Создан эффективный аппарат для расчета сечений упругого и квазиупругого рассеяния легких ядер легкими и средними. С его помощью в рамках составной кварковой модели адронов интерпретированы данные по упругому  $pp$ -рассеянию при  $P_{\text{ц.п.}} = 200$  ГэВ/с и показана возможность проявления примеси шестикварковой конфигурации в волновой функции дейтрона в упругом  $pd$ -рассеянии. Рассчитаны сечения реакций  $dd \rightarrow dd, \alpha\alpha \rightarrow \alpha\alpha, dd \rightarrow dX^*, \alpha\alpha \rightarrow \alpha X, dd \rightarrow X, \alpha\alpha \rightarrow X$ , представляющие ценность для экспериментов, осуществленных или планируемых в ЦЕРНе.

Разработан метод учета корреляций центра масс в расчетах сечений упругого и квазиупругого рассеяния с учетом релятивистских эффектов.

### Научная и практическая ценность

Алгоритмы расчетов, разработанные в § 2.1, 2.2 и 2.3, можно использовать в теоретических исследованиях упругого и квазиупругого рассеяний легких ядер легкими и средними, а также при вычислении импульсных спектров рассеиваемых систем.

Помимо традиционного приложения теории многократного рассеяния к ядро-ядерному рассеянию, полученные результаты можно использовать при рассмотрении процессов адрон-адронных взаимодействий в рамках кварковой модели, согласно которой адроны трактуются как ядерно-подобные системы типа дейтрона и тритона.

Полученные в диссертации аналитические выражения, описывающие характеристики ядро-ядерных взаимодействий, удобны для вычислений на ЭВМ.

Все результаты применимы также при учете релятивистских эффектов сталкивающихся систем.

Сечения различных процессов, представленные в диссертации, необходимы для обработки экспериментальных данных.

### На защиту выдвигаются:

1. Метод вычисления дифференциальных сечений реакций упругого рассеяния легких ядер легкими и средними ядрами.
2. Метод вычисления сечений квазиупругого рассеяния.
3. Метод учета корреляций центра масс в релятивизованном эйкональном подходе.
4. Установление ограничения на величину примеси шестикварковой конфигурации в волновой функции дейтрона, и указание кинематической области возможного ее проявления.

x) Под реакцией  $dd \rightarrow dX$ , например, понимается расщепление дейтрона без рождения новых частиц.

5. Указание важности использования хороших параметризаций профиля функции упругого  $NN$ -рассеяния при энергиях  $ISR$  на примере вычисления дифференциального сечения упругого  $dd$ - и  $\alpha\alpha$ -рассеяний.

6. Результаты вычисления сечений  $\sigma_{dd}^{tot}, \sigma_{\alpha\alpha}^{tot}, \sigma_{dd}^{el}, \sigma_{\alpha\alpha}^{el}, \sigma_{dd \rightarrow dx}, \sigma_{\alpha\alpha \rightarrow \alpha x}, \sigma_{dd \rightarrow X}, \sigma_{\alpha\alpha \rightarrow X}$ .

Апробация работы. Работы, положенные в основу диссертации, докладывались на научных семинарах Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в четырех научных работах.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и приложения. Объем диссертации составляет 119 страниц машинописного текста, включая 17 рисунков и список литературы из 77 наименований.

### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе рассматриваются основные соотношения теории Глаубера и методы учета корреляций центра масс при вычислении сечений некоторых процессов и при учете релятивистских эффектов.

В § 1.1 представлены общие выражения для амплитуд упругого адрон-ядерного и ядро-ядерного рассеяний. Также представлены выражения для сечений квазиупругих процессов, полного сечения, сечения упругого рассеяния и т.д. Показано, что при вычислениях этих величин можно достичь существенного упрощения, если исключить корреляции центра масс.

Во втором параграфе первой главы произведен учет корреляций центра масс при расчете сечений упругого и квазиупругого рассеяния.

В приближении гауссова распределения нуклонов в ядрах исследовано влияние корреляций центра масс на величину сечения рассеяния адронов ядрами, просуммированного по всевозможным состояниям возбуждения ядра с помощью условия полноты. Показано, что в этих приближениях корреляции центра масс нуклонов ядра-мишени не сказываются на величине суммарного (упругое плюс квазиупругое) сечения адрон-ядерного рассеяния. Этот результат легко обобщается для случая ядро-ядерного рассеяния.

В § 1.3 первой главы разрабатывается метод учета корреляции центра масс в релятивизованном подходе. В этом случае волновые функции системы задаются волновой функцией основного состояния 4-мерного гармонического осциллятора в релятивистски инвариантном виде

$$\Psi(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{N-1}, P) = \left(\frac{2\lambda-1}{2\pi a}\right)^{N-1} e^{\frac{1}{4a}[\xi_i^2 - 2\lambda(\xi_i u)]}, \quad (1)$$

где  $u_M = P_M/m$  - четырехмерный импульс,  $m$  - масса, однако система отсчета, в которой производится рассмотрение, выбирается таким образом, чтобы передача импульса была перпендикулярна оси  $Z$ . В такой системе после интегрирования по временным и  $Z$  координатам приходится усреднять профиль оператора по гауссовым распределениям, неизотропным в  $XY$  плоскости, поскольку распределения конstituентов по  $X$  и  $Y$  осям из-за релятивистского сплющивания сталкивающихся объектов отличаются друг от друга. Используя общеизвестный метод исключения корреляций центра масс с помощью интегрального представления  $\delta$ -функций, возникающий из условия

$$\sum_{i=1}^A \vec{r}_i/A = 0, \quad (2)$$

налагаемого на координаты нуклонов, получены выражения для фактора корреляций центра масс  $K(q)$  рел.

В § 1.4 первой главы получено явное выражение для характеристических функций инклюзивных процессов  $hA \rightarrow hX$  с учетом корреляций центра масс ядра мишени в предположении о том, что основное состояние ядра мишени описывается волновой функцией основного состояния гармонического осциллятора, зависящей от относительных координат нуклонов ядра, а конечное состояние ядра описывается системой плоских волн. Предполагая нерелятивистскую связь между энергией и импульсом нуклонов отдачи, двойное дифференциальное сечение процесса  $hA \rightarrow hX$  (пропорциональное вероятности обнаружить частицу, рассеянную на ядерной мишени в элементе телесного угла  $\Delta\Omega$  с потерей энергии  $\Delta E$ ) можно выразить посредством некоторой характеристической функции.

Далее, если вместо совокупности координат нуклонов ядра мишени до и после рассеяния ввести их полуразности и полусуммы, то выражения для характеристической функции сильно упрощаются. Переходя от координат Якоби к декартовым координатам и используя метод исключения корреляций центра масс, изложенный в § 1.2, получаем для характеристической функции простое математическое выражение.

Точно так же можно получить явные аналитические выражения для характеристических функций процессов с участием двух ядер, если плотность распределения нуклонов в обоих ядрах аппроксимировать гауссовскими функциями.

Во второй главе разработаны методы вычислений сечений упругого и квазиупругого рассеяний легких ядер. Амплитуда упругого рассеяния

ядер с массовыми числами  $A$  и  $B$ , соответственно, в формализме глаубера имеет вид:

$$f_{AB}^{rel}(q) = K_A(q)K_B(q) \langle \Psi_{A_j} \Psi_{B_j} | \int d^2\vec{b} e^{iq\vec{b}} [1 - \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B (1 - \chi(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{r}_j))] | \Psi_{A_i} \Psi_{B_i} \rangle. \quad (3)$$

Из (3) видно, что амплитуда упругого ядро-ядерного рассеяния дается суммой  $2^{AB} - 1$  членов, представляющих амплитуды перерассеяний различной кратности. Среди этих членов довольно много подобных, поэтому реально амплитуда определяется меньшим числом членов. Поэтому приведение подобных в ряде для амплитуды рассеяния (3) значительно упрощает анализ структуры и вычисление амплитуды рассеяния. Вычисление существенно отличных членов рядов сопряжено с трудностями, которые значительно легче преодолеть, если предположить, что волновые функции сталкивающихся систем представляют волновые функции основного состояния гармонического осциллятора, а также использовать параметризацию профиля функции  $\chi(\vec{b})$  упругого  $NN$ -рассеяния следующего вида:

$$\chi(\vec{b}) = \chi(0) e^{-\alpha b^2}. \quad (4)$$

В этом приближении общий член глауберовского ряда определится следующим интегралом:

$$N \int \exp\{-x^T Q x - 2\vec{b} N^T x - \vec{c}^2 + iq\vec{b}\} d^n x d^2 \vec{b} = N \frac{\pi^{n+1}}{|Det W|} \exp\left\{-\frac{q^2 |Det Q|}{4 |Det W|}\right\}, \quad (5)$$

где  $Q$  -  $(n \times n)$  - симметричная матрица,  $x, N$  -  $n$ -мерные векторы,  $\vec{c}$  - скаляр,  $N$  - нормировочный множитель, а структуры матриц  $Q$  и  $W$  определяются конкретным процессом рассеяния.

Процессы рассеяния удобно характеризовать диаграммами. Диаграмма рассеяния, представляющая какой-либо член ряда (3), строится следующим образом.

Каждому нуклону ядра  $A$  соответствует вертикальная линия, нуклонам ядра  $B$  - горизонтальные, а взаимодействие  $i$ -нуклона ядра  $B$  с  $j$ -нуклоном ядра  $A$  представляется точкой, лежащей на пересечении соответствующих линий.

Все возможные диаграммы можно рассмотреть как поддиаграммы некоторой общей диаграммы (т.е. подграфы некоторого общего графа). Для случая  $B=2$  и произвольного  $A$  общая диаграмма имеет вид:



Все диаграммы, представляющие различные члены ряда (3), получают-ся при различных значениях трех чисел  $n_1, n_2, n_3$ , удовлетворяющих условию:

$$0 < n_1 + n_2 + n_3 \leq A. \quad (6)$$

Выбор конкретной диаграммы позволяет определить матрицы  $Q$  и  $W$ , которые в общем случае имеют следующую блочную структуру:

$$Q = \begin{pmatrix} T & \alpha \\ \alpha^T & D \end{pmatrix}; \quad W = \begin{pmatrix} Q & H \\ H^T & C \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Между матрицей  $\alpha$  и общей диаграммой рассеяния существует однозначная связь: точке диаграммы, находящейся на пересечении  $i$ -й горизонтальной и  $j$ -й вертикальной линий соответствует элемент  $\alpha_{ij} = -a$ . Пустым узлам диаграммы соответствуют элементы, равные нулю. Структура диагональных матриц  $T$  и  $D$  также зависит от конкретного вида диаграмм. Например, элемент матрицы  $T$   $t_{ii}$  равен  $t + na$ , где  $n$  - число всех точек, находящихся на  $i$ -й горизонтальной линии диаграммы, точно таким же образом элемент диагональной матрицы  $D$  имеет вид:

$$d_{ii} = d + \eta a, \quad (8)$$

где  $\eta$  - число всех точек, находящихся на вертикальной линии диаграммы.

Здесь  $t, d$  - осцилляционные параметры волновой функции ядра  $A$  и  $B$ .

Существует также простая связь между общей диаграммой и компонентами  $n$ -мерного вектора  $H$ .

Таким образом, если известен вид диаграммы, то построение матриц не представляет трудности. Вычисление же детерминантов этих матриц в случае больших чисел  $A$  и  $B$  очень громоздко. Однако матрицы  $Q$  и  $W$  всегда можно представить в виде произведения двух квазитреугольных матриц. Используя блочную структуру (7), например, для матрицы  $Q$  имеем

$$Q = \begin{pmatrix} T & \alpha \\ \alpha^T & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T & 0 \\ \alpha^T & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & T^{-1} \\ 0 & Y \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$I$  - единичная матрица.

Для нахождения неизвестных блоков  $T'$  и  $Y$  имеем системы матричных уравнений:

$$\begin{cases} \alpha = TT' \\ D = \alpha T' + DY \end{cases}$$

Отсюда детерминант матрицы  $Q$  равен

$$\text{Det} Q = (t + n_1 a) \dots (t + n_n a) (d + \eta_1 a) \dots (d + \eta_n a) \text{Det} Y. \quad (10)$$

Из последнего выражения видно, что для вычисления  $\text{Det} Q$  необходимо найти только детерминант матрицы  $Y$ , порядок которой равен наименьшему из чисел  $A$  и  $B$ . Точно таким же образом можно упростить вычисление детерминанта матрицы  $W$ .

Далее рассматривается процедура приведения подобных в ряде (3) с помощью общей диаграммы рассеяния. В случае диаграммы рассеяния с  $n_1, n_2, \dots, n_i$  вертикальными линиями из всех  $A$  - вертикальных линий можно образовать данную конкретную диаграмму  $C_A^{n_1 + n_2 + \dots + n_i}$  способами. Кроме того, если учитывать перестановки внутри каждой группы  $n_i$ , то общий комбинаторный коэффициент имеет вид

$$C_A^{n_1 + n_2 + \dots + n_i} \frac{(n_1 + n_2 + \dots + n_i)}{n_1! \cdot n_2! \cdot \dots \cdot n_i!} \quad (11)$$

Таким образом, приведение подобных среди членов ряда (3) с помощью общей диаграммы рассеяния легко решается, и для амплитуды упругого рассеяния получается математически компактное выражение.

В § 2.1 приведены примеры вычисления амплитуды упругого рассеяния для случая  $B = 2, 3$  при произвольном  $A$ .

В § 2.2 второй главы рассмотрен вопрос вычисления сечения процесса  $A+B \rightarrow A+X$ . При вычислении таких сечений традиционным является использование условия полноты системы  $X$ . В этом предположении общий член глауберовского ряда также описывается интегралом (5).

Матрицы  $Q$  и  $W$  имеют такую же связь с общей диаграммой рассеяния, как и в случае упругого рассеяния, поэтому приведение подобных также легко решается.

Для вычисления сечений исходные выражения сначала интегрируются по координатам нуклонов ядра  $A$  с использованием теоремы о частичном интегрировании многомерных гауссовых функций. Потом вычисляются фурье-образы полученных выражений. Сечение же определяется усреднением квадрата модуля последних по плотности распределения нуклонов ядра  $B$ . В § 2.2 приведены примеры вычисления сечения реакции

$$A+B \rightarrow A+X \quad \text{при } B = 2, 3 \text{ и произвольном } A.$$

Таким образом, в § 2.2 получено простое математическое выражение для сечения процесса  $A+B \rightarrow A+X$ .

В § 2.3 второй главы рассмотрено вычисление сечения реакции

$A+B \rightarrow X$ . Член глауберовского ряда для сечения данного процесса имеет вид

$$N \int \exp\{-x^T Q x - 2V^T x - V^2 C\} d^n x d^2 \theta = \frac{N \pi^{n+1}}{|\det W|} \quad (12)$$

Поскольку в этом случае в выражении для сечения фигурирует  $\chi_{ij}, \chi_{ij}^*$   $(\chi \chi^*)_{ij}$ , сопоставим на диаграмме рассеяния  $\chi_{ij}$  - темную точку,  $\chi_{ij}^*$  - светлую точку, а  $(\chi \chi^*)_{ij}$  точку вида  $(\bullet)$ . Между матрицей  $\alpha$  и новой диаграммой рассеяния существует также однозначная связь: светлой и темной точкам диаграммы, находящимся на пересечении  $i$ -й вертикальной  $j$ -й горизонтальной линий соответствует элемент  $\alpha_{ij} = -a$ , а точкам  $(\bullet)$  - элемент  $\alpha_{ij} = -2a$ . Вычисление детерминанта матрицы  $W$  и приведение подобных членов производится методом, разработанным в § 2.1. В § 2.3 приведены примеры вычисления сечения реакции  $A+B \rightarrow X$  при  $B=2$  и произвольном  $A$ .

Таким образом, во второй главе с единой точки зрения с помощью общей диаграммы рассеяния получены эффективные методы вычисления сечений реакций вида  $A+B \rightarrow A+B$ ,  $A+B \rightarrow A+X$ ,  $A+B \rightarrow X$ .

Третья глава посвящена проблеме применения методов, разработанных в предыдущих главах, при вычислениях сечений ряда конкретных процессов.

В § 3.1 рассмотрено упругое рассеяние пионов протонами в рамках модели составных кварков. Отметим также, что учет релятивистских эффектов, роль которых в рассеянии релятивистских ядер невелика, в данном случае оказывается настолько существенной, что неправильный их учет может радикально изменить результаты. Проведен анализ данных по упругому рассеянию при  $P_{\pi} = 200$  ГэВ/с в интервале передач импульса  $0,022 < -t < 2,375$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> с помощью метода, разработанного в §§ 1.3 и 2.1.

Найдены параметры волновых функций протона и пиона. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

В § 2 третьей главы исследовано рассеяние протонов на дейтроне с учетом шестикварковой конфигурации. В дейтроне сначала рассмотрено упругое  $pd$ -рассеяние без учета кварковой структуры с использованием амплитуды  $\chi(\theta)$  упругого  $NN$ -рассеяния в представлении прицельного параметра следующего вида:

$$\chi(\theta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{A_1}{B_1} e^{-\frac{\theta^2}{2B_1 \alpha}} + \frac{A_2}{B_2} e^{-\frac{\theta^2}{2B_2 \alpha}} - \frac{A_3}{B_3} e^{-\frac{\theta^2}{B_3 \alpha}} \right\} \quad (13)$$

Отметим, что она хорошо описывает данные ISR по  $pp$ -рассеянию в широких диапазонах передач импульса, где  $A_1^2 = 30,14 \text{ мб} / (\text{ГэВ/с})^2$ ;  $A_2^2 = 11,29 \text{ мб} / (\text{ГэВ/с})^2$ ;  $A_3^2 = 0,0025 \text{ мб} / (\text{ГэВ/с})^2$ ;  $B_1 = 1,43$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>;  $B_2 = 7,67$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>;  $B_3 = 1,85$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>.

$$\varrho(s) = -0,23 + 0,0784 \ln s \quad \sigma^{tot}(s) = 37,96 + 1,961 (\ln(S/11,05))^2.$$

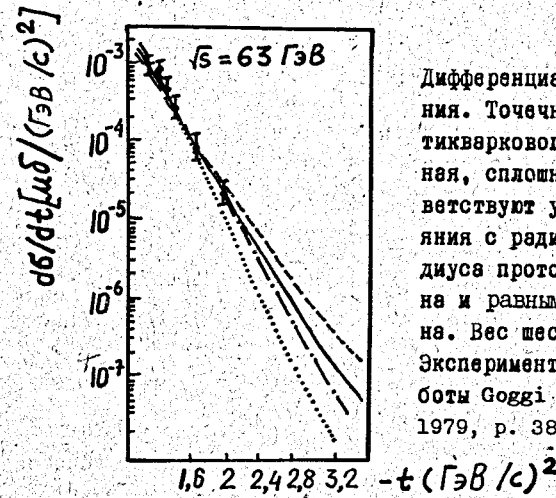


Рис. 1.

Дифференциальное сечение  $pd$ -рассеяния. Точечная линия - без примеси шестикваркового состояния. Штрих-пунктирная, сплошная и пунктирная линии соответствуют учету шестикваркового состояния с радиусами: равным половине радиуса протона, равным радиусу протона и равным удвоенному радиусу протона. Вес шестикваркового состояния 5%. Экспериментальные данные взяты из работы Goggi et al. Nucl. Phys., B149, 1979, p. 381.

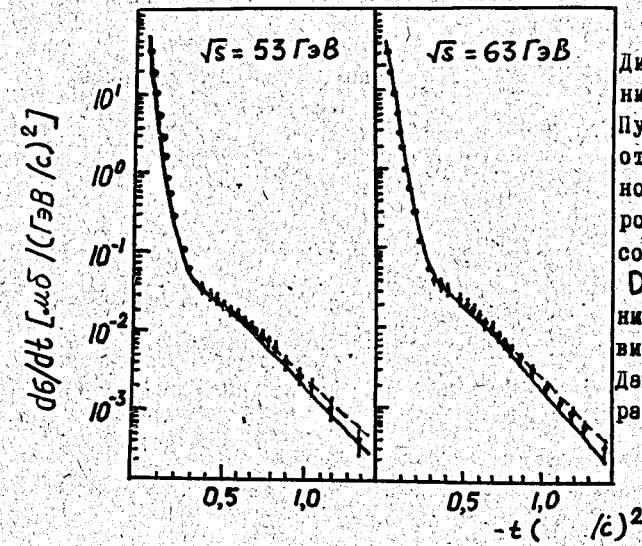


Рис. 2.

Дифференциальные сечения  $pd$ -рассеяния. Пунктирная кривая соответствует  $D$ -волнового состояния дейтрона. Сплошная кривая соответствует учету  $D$ -волнового состояния дейтрона и релятивистских поправок. Данные также взяты из работ Goggi и др.

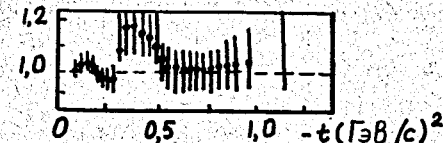


Рис. 3.

Отношение экспериментальных значений  $d\sigma/dt$  к теоретическому предсказанию в случае  $pd$ -рассеяния при  $\sqrt{s} = 53$  ГэВ. Данные взяты также из работ Goggi и др.

Проведенный анализ с помощью параметризации  $\chi(\beta)$  вида (13) дает результаты, находящиеся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, при передаче импульсов  $-t \geq 1,8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

С целью выяснения возможного проявления шестикварковой конфигурации проведен расчет  $pd$ -упругого рассеяния в рамках составной кварковой модели.

В качестве волновой функции шестикварковой конфигурации была выбрана волновая функция основного состояния 4-мерного гармонического осциллятора.

Из сравнения теоретического расчета с экспериментальными данными при  $\sqrt{s} = 63$  ГэВ и значениях переданного импульса  $-t \geq 1,8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для величины примеси шестикваркового состояния  $\beta$  получена оценка  $\beta < 5\%$ . Показано, что наличие экспериментальной информации о сечении  $pd$ -рассеяния при значениях  $-t \geq 2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> позволит наложить на величину  $\beta$  более строгие ограничения, а также сделать некоторые заключения о размерах шестикваркового мешка (рис.1).

В § 3.3 третьей главы рассмотрено упругое  $dd$ - и  $\alpha\alpha$ -рассеяние. В обоих случаях использована параметризация для  $\chi(\beta)$  вида (13). Получено лучшее согласие с экспериментом по  $pd$ -рассеянию, чем у других авторов (рис.2 и 3).

С теми же параметризациями предпринята попытка описать данные по упругому  $\alpha\alpha$ -рассеянию трех экспериментальных групп, сильно расходящихся особенно при больших передачах импульса. Наш расчет хорошо воспроизвел общее поведение сечения в областях передач  $0,1 \leq -t \leq 0,4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. В § 3.3 также сделано сравнение расчетов, различных авторов.

В § 3.4 третьей главы приведен расчет сечений реакций  $dd \rightarrow dx$ ,  $\alpha\alpha \rightarrow \alpha x$ ,  $dd \rightarrow x$ ,  $\alpha\alpha \rightarrow x$ . Хотя корректные данные по квазиупругому рассеянию легких ядер указанного вида не существуют, но знание этих сечений необходимо для обработки существующих и планируемых экспериментов.

#### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Разработаны правила исключения корреляций центра масс в случае, когда волновые функции сталкивающихся систем заданы функциями основного состояния 4-мерного гармонического осциллятора.

2. Установлена связь между диаграммой рассеяния и матрицами  $Q$ ,  $W$  и  $n$ -мерным вектором  $H$ .

3. Разработан эффективный метод вычисления детерминантов матриц  $Q$  и  $W$ .

4. Введено понятие общей диаграммы, с помощью которого решена задача приведения подобных членов в глауберовском ряде.

5. Получено простое математическое выражение для амплитуды упругого рассеяния легких ядер легкими и средними ядрами.

6. Используя полученную связь между общей диаграммой и матрицами  $Q, W$  и  $n$ -мерным вектором  $H$ , получено математически компактное выражение для сечения реакции  $A+B \rightarrow A+X$ .

7. Обобщено понятие общей диаграммы для случая процессов возбуждения обеих сталкивающихся систем.

Разработана соответствующая процедура приведения подобных данных членов в глауберовском ряде. Получено простое математическое выражение для сечения процесса  $A+B \rightarrow X$ .

8. С помощью алгоритма, разработанного в § 2.1, рассчитано сечение упругого  $\pi p$ -рассеяния при  $P_{\pi} = 200$  ГэВ. Определены параметры волновой функции пиона и протона.

9. Исследовано рассеяние протонов на дейтроне с учетом шестикварковой конфигурации в волновой функции дейтрона.

Из сравнения теоретического расчета с экспериментальными данными при  $\sqrt{s} = 63$  ГэВ и значением переданного импульса  $-t \geq 1,8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для величины примеси шестикваркового состояния  $\beta$  получена оценка  $\beta < 5\%$ . Показано, что наличие экспериментальной информации о сечении  $pd$ -рассеяния при значениях  $-t > 2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> позволит наложить на величину параметра  $\beta$  более строгие ограничения, а также сделать некоторое заключение о размерах шестикваркового мешка.

10. Используя для функции  $\chi(\beta)$  параметризацию вида (13), получено хорошее согласие с экспериментальными данными по упругому  $dd$ -рассеянию при  $\sqrt{s} = 53,8$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 63,1$  ГэВ. С этой же параметризацией рассмотрены предварительные данные некоторых групп авторов по упругому  $\alpha\alpha$ -рассеянию при энергиях  $\sqrt{s} = 126$  ГэВ.

Удовлетворительное согласие с этими экспериментами получено в области передач  $0,1 \leq -t \leq 0,4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

12. Получены полные и упругие сечения  $dd$ - и  $\alpha\alpha$ -рассеяния, а также сечения процессов  $dd \rightarrow dx$ ,  $\alpha\alpha \rightarrow \alpha x$ ,  $dd \rightarrow x$ ,  $\alpha\alpha \rightarrow x$  с помощью предложенных методов.

Эти величины полезны для обработки экспериментальных данных.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Z.Omboo, A.S.Pak "An estimation of the value of six-quark admixture in deuteron from elastic  $pd$ -scattering" *Nucl. Phys. A*, 1983, v.6, p.744.
2. З.Омбоо. Метод вычисления глауберовских амплитуд. I. Упругое рассеяние. ОИЯИ, Р2-82-73, 1982, Дубна.

3. З.Омбоо. Метод вычисления глауберовских амплитуд . П. Сечение реакции  $A+B \rightarrow A+X$  . ОИЯИ, P2-82-74, 1982. Дубна.
4. З.Омбоо. Метод вычисления глауберовских амплитуд . Ш. Сечение реакции  $A+B \rightarrow X$  . ОИЯИ, P2-82-138, 1982, Дубна.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 ноября 1984 года.