

Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь

539.12
Н-62

ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА
ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

АТОМИЗДАТ

H-62VV

Ю. П. НИКИТИН, И. Л. РОЗЕНТАЛЬ

ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА
ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ

вы-
ле-
ен-
ля-
ге-
не
оч-
зие
—
эн-
ар-
и-
эв.
ы-
ов
ы
от
ях
е-
р-
я
о-
н,
я
и
т-
ь
—
ц
й
л.
—
е
л
з
—

60728



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1980

С. С. МОНТИ

Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Ядерная физика высоких энергий. — М.: Атомиздат, 1980. — 232 с.

Изложены вопросы взаимодействия адронов и лептонов с нуклонами и атомными ядрами в области энергий свыше 20 ГэВ. Приведены основные характеристики взаимодействия элементарных частиц. Исследована структура адронов. Особое внимание уделено процессам глубоконеупругого взаимодействия электронов и нейтрино с нуклонами. Обсуждаются партонная модель и кварки, проблемы масштабной инвариантности. Подробно рассмотрены множественные процессы, представлены их классическая и квантовая интерпретации. Приведены многочисленные экспериментальные данные. Специальный раздел посвящен реджевской интерпретации этих явлений.

Для научных работников—физиков, специализирующихся в области физики высоких энергий и ядерной физики. Может быть использована аспирантами и студентами старших курсов физических и инженерно-физических факультетов.

Рис. 60. Табл. 8. Список литературы 200 наименований.

ИБ № 534

Юрий Петрович Никитин
Иосиф Леонидович Розенталь

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Редактор Т. С. Лим
Технический редактор А. А. Белоус
Корректоры М. В. Косарева, Н. А. Смирнова

Сдано в набор 28.06.79 Подписано к печати 13.02.80 Т-03742
Формат 60×90/16. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 14,5. Уч.-изд. л. 16,34.
Тираж 2270 экз. Зак. изд. 76083. Зак. тип. 1193. Цена 2 р. 70 к.
Атомиздат, 103031 Москва К-31, ул. Жданова, 5.

Московская типография № 4 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 129041 Москва, Б. Переяславская ул., 46

Предисловие

Основная тема книги— взаимодействие элементарных частиц высоких энергий с атомными ядрами. В течение долгого времени исследование взаимодействий с ядрами полагалось вопросом второстепенного значения. Причиной подобного пренебрежения отчасти являлась традиция—начинать исследование с простой проблемы, а затем переходить к более сложным задачам. С такой точки зрения изучение более «простого» взаимодействия двух элементарных частиц предпочтительнее, чем попытки понять более сложное явление— взаимодействие с ядрами. В общем случае подобный аргумент верен, однако в данном— он едва ли оправдан. Сейчас уровень нашего понимания множественных процессов, происходящих при взаимодействии двух элементарных частиц, достаточно высок. К настоящему времени выкристаллизовались основные направления теории множественных процессов. И в результате более чем двух десятилетий мучительных поисков выяснилось, что основная проблема теории множественных процессов сводится к описанию их виртуальной фазы, пространственные размеры которой, по-видимому, превышают «размеры» нуклона и возрастают с энергией сталкивающихся частиц. При достаточно высоких энергиях виртуальные процессы и трансформация виртуальных частиц в реальные происходят на расстояниях порядка размеров атомных ядер. Именно это обстоятельство позволяет использовать взаимодействия с атомными ядрами как инструмент для анализа пространственно-временной картины виртуальной фазы множественных процессов и, в частности, результатов взаимодействия двух частиц. Исследования элементарных взаимодействий и столкновений со сложными ядрами взаимно дополняют друг друга! Это обстоятельство является существенной побудительной причиной выбора темы книги.

Другой, связанный с этим, довод затрагивает важный (и, быть может, важнейший) вопрос современной физики элементарных частиц— свойства кварков или партоннов. Физика этих субэлементарных частиц имеет два аспекта: существование наблюдаемых связанных состояний (адронов) и динамика взаимодействий с участием быстрых адронов. Последняя тема непосредственно связана с принципиальными вопросами: диссоциация адронов на кварки (партонны), динамика кварково-партонных состояний и превращение кварков (партоннов) в реальные адроны. Именно попытка непосредственно подойти к таким вопросам придает изучению взаимодействия с ядрами особый интерес. Анализ современного понимания очерченного круга проблем составляет основной предмет книги.

Еще один вопрос, который целесообразно обсудить здесь,— форма изложения. Сейчас очень широк диапазон физиков—специалистов в области элементарных частиц. Это обстоятельство налагает особую

ответственность на выбор уровня изложения. Стремясь к наибольшей доступности при относительно малом объеме книги, мы значительное внимание уделили современным проблемам физики элементарных частиц и, в частности, изложению кварково-партонной модели. Без ясного понимания этого круга вопросов невозможно проследить взаимосвязь между темой книги и основным руслом физики элементарных частиц. Однако сейчас кварково-партонная модель разрослась настолько, что даже ее элементарное, но лаконичное изложение будет неизбежно конспективно.

Почти все авторы перед написанием книги воображают «идеального» читателя. Для нас таким читателем является физик, знакомый с основами теории поля и физикой элементарных частиц примерно в объеме специального курса университетов или инженерно-физических институтов. Например, наш идеальный читатель изучил книги С. М. Биленького «Введение в диаграммную технику Фейнмана» и Д. Перкинса «Введение в физику высоких энергий» или аналогичные по уровню издания. Мы, разумеется, понимаем, что наша основная задача — кратко и доступно изложить столь сложный раздел физики и его взаимосвязи — весьма нетривиальна и не имеет единственного канонического решения. Необходимо было пожертвовать некоторыми важными и интересными вопросами (например, взаимодействия с дейтоном, взаимодействия между сложными ядрами и т. п.).

При отборе материала неизбежна определенная субъективность, хотя мы и приложили все усилия, чтобы этот элемент свести к минимуму. Изложение подчинено основной идее — описанию пространственно-временной виртуальной фазы на фоне современных течений в физике элементарных частиц. Мы уделили также значительное внимание таким количественным методам теории, как метод комплексных моментов и метод многократных перерасеяний ввиду их общности и многочисленных применений в практических расчетах.

Насколько нам известно, наша книга — первая монография, посвященная в основном этому вопросу. Поэтому неизбежны упущения. Из-за ограниченности целей и объема монографии, а также имея в виду указанный выше круг читателей, авторы по возможности ссылались на материалы монографического и обзорного типа, где можно найти более детальные библиографические сведения по затронутым в книге вопросам.

Мы будем весьма признательны читателям, которые возьмут на себя труд сообщить о недостатках книги и замеченных неточностях и опечатках.

Авторы признательны В. М. Шехтеру за критический подход к представленному материалу и весьма ценные замечания, которые во многом способствовали улучшению книги.

Мы выражаем также благодарность С. А. Волошину и А. Б. Кребсу за помощь в работе над рукописью.

Глава 1. КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДА

§ 1.1. Основные характеристики кварковой модели адронов

Подчеркнем, что подробное изложение кварковой модели не входит в нашу задачу (оно содержится во многих монографиях и обзорах — см., например, [1—5]). Эта глава лишь пролог к сложным современным проблемам физики высоких энергий, составляющим основной предмет настоящей монографии.

В основе модели кварков лежит представление о существовании гипотетических фундаментальных частиц — кварков, которые мы обозначим q_i (индекс i характеризует сорт кварков). Из этих частиц и их античастиц строятся связанные состояния, которые отождествляются с известными адронами. Оказывается, что все наблюдаемые мезоны можно построить из кварка q_i и антикварка \bar{q}_i , а барионы (антибарионы) — из трех кварков (антикварков). Чтобы возможно было составить все наблюдаемые адроны и их характеристики, необходимо постулировать, что кварки (антикварки) обладают: 1) спином $1/2$; 2) изотопическим спином.

Введение изотопического спина $1/2$ необходимо для конструирования нестранных адронов. Было предложено обозначать кварк с проекцией изотопического спина $\tau_3 = 1/2$ символом u (от англ. *up* — вверх), кварк с изотопическим спином $\tau_3 = -1/2$ символом d (от англ. *down* — вниз).

Операторами для частиц с изотопическим спином $1/2$ являются матрицы Паули:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Эти три матрицы можно рассматривать как трехмерный вектор в трехмерном изотопическом пространстве τ (τ_1, τ_2, τ_3). Кваркам соответствуют спиноры

$$u = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad d = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Матрицы $\tau_i/2$ называют генераторами изотопических преобразований. Операторам-матрицам τ_1 и τ_2 можно придать смысл операторов, превращающих u -кварк в d -кварк, и наоборот. Введем линейные комбинации:

$$\tau_{\pm} = (\tau_1 \pm i\tau_2)/2; \quad (1.3)$$

$$\tau_+ d = u; \quad \tau_- u = d; \quad \tau_+ u = 0; \quad \tau_- d = 0. \quad (1.4)$$

Известно, что сильные взаимодействия не зависят от проекции изотопического спина взаимодействующих частиц. Следовательно, состояния u и d и любая их суперпозиция равноправны относительно

сильных взаимодействий. Это утверждение эквивалентно изотопической инвариантности сильных взаимодействий. Отметим только, что симметрия изотопических преобразований соответствует группе $SU(2)^*$. Общий вид матрицы U преобразований группы $SU(2)$

$$U = \exp(i\theta_j \tau_j/2), \quad (1.5)$$

где θ_j — произвольные вещественные параметры преобразования.

В сильных взаимодействиях сохраняется не только изотопический спин, но и еще одно аддитивное квантовое число — странность S . В рамках представления о кварках естественно ввести третий кварк s (от англ. *strange* — странный) — носитель квантового числа странности и приписать ему странность $S = -1$ и нулевой изотопический спин. Если предположить, что сильное взаимодействие между кварками не зависит от странности, то тогда фундаментальные кварки образуют триплет состояний, описываемых трехкомпонентными спинорами:

$$u = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad d = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad s = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

На языке теории групп преобразования, осуществляемые такими матрицами, отвечают $SU(3)$ -группе унитарных унимодулярных преобразований (подробнее см., например, [2, 4]). Существует восемь линейно-независимых матриц 3×3 (девятая матрица — единичная — осуществляет тождественное преобразование), через которые можно выразить любую матрицу 3×3 . Эти матрицы λ_j удобно рассматривать как компоненты 8-мерного вектора суперспина в 8-мерном пространстве. Общий вид оператора преобразования группы $SU(3)$

$$U = \exp(i\theta_j \lambda_j/2), \quad (1.7)$$

матрицы λ_j называются генераторами преобразований группы $SU(3)$. Если $\theta_j \ll 1$, то $U \approx 1 + i\theta_j \lambda_j/2$. Из условия унитарности матрицы U

$$U + U^\dagger \approx 1 + i\theta_j (\lambda_j - \lambda_j^\dagger) = 1$$

следует, что матрицы λ_j унитарны:

$$\lambda_j = \lambda_j^\dagger. \quad (1.8)$$

А из условия унимодулярности

$$\det U = 1 + i\theta_j \text{Sp} \lambda_j/2 = 1$$

следует, что сумма диагональных элементов матриц λ_j равна нулю:

$$\text{Sp} \lambda_j = 0. \quad (1.9)$$

Трехмерное изотопическое пространство является подпространством 8-мерного пространства, так как изотопический спин кварка s равен нулю. По аналогии с матрицами (1.1) введем операторы суперспина — матрицы (3×3) $\lambda_j/2$, придавая трем из них смысл операторов трех проек-

* Обозначение $SU(2)$ в теории групп соответствует преобразованиям, осуществляемым унитарными ($U + U^\dagger = 1$), унимодулярными ($\det U = 1$) матрицами с двумя строками и двумя столбцами.

ций изотопического спина, действующих только на состояния u и d и обращающих в нуль состояние s :

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Четыре следующие матрицы проекций суперспина удобно выбрать в виде:

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}; \\ \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Нетрудно проверить, что имеют место соотношения:

$$\lambda_4 + 15s = u; \quad \lambda_4 - 15u = s; \quad \lambda_6 + 17s = d; \quad \lambda_6 - 17d = s, \quad (1.12)$$

где

$$\lambda_{4 \pm 15} = (\lambda_4 \pm i\lambda_5)/2; \quad \lambda_{6 \pm 17} = (\lambda_6 \pm i\lambda_7)/2 \quad (1.13)$$

являются согласно соотношению (1.8) операторами, переводящими странный кварк в нестранный, и наоборот. Восьмую матрицу следует выбрать диагональной вследствие сохранения гиперзаряда $Y = S + B$ в сильных взаимодействиях. Барionу (антибарionу) приписывается барionное число $B = 1$ (-1), для мезонов $B = 0$. Матрицы λ_j ($j = 1, \dots, 7$) нормированы так, что

$$\text{Sp}(\lambda_j \lambda_k) = 2 \delta_{jk}, \quad (1.14)$$

$$\delta_{jk} = 1, \quad \text{если } j = k; \quad \delta_{jk} = 0, \quad \text{если } j \neq k.$$

Для конструирования из кварков связанных состояний, соответствующих барionам, необходимы по крайней мере три кварка, которым следует приписать дробный барionный заряд $B = +1/3$. Следовательно, оператор гиперзаряда Y и матрица λ_8 связаны соотношением

$$Y = \lambda_8/\sqrt{3}. \quad (1.15)$$

Из условия нормировки

$$\lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

Заряд Q , проекция его изоспина и гиперзаряд связаны равенством [2, 5]:

$$Q = T_3 + Y/2, \quad (1.16)$$

откуда вытекает, что оператор заряда кварков

$$Q = \frac{\lambda_3}{2} + \frac{\lambda_8}{2\sqrt{3}} = \begin{pmatrix} 2/3 & 0 & 0 \\ 0 & -1/3 & 0 \\ 0 & 0 & -1/3 \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

т. е. заряды кварков оказываются дробными (по отношению к заряду протона):

$$Q_u = 2/3; \quad Q_d = -1/3; \quad Q_s = -1/3. \quad (1.18)$$

Заряды, гиперзаряды, странность и барионные заряды антикварков имеют противоположный знак. Квантовые числа кварков и антикварков приведены в табл. 1.1. Несмотря на необычность квантовых чисел кварков Q , B , Y , идея о том, что кварки являются фундаментальными частицами, оказалась весьма плодотворной. Отметим кратко основные ее достижения.

Таблица 1.1

Квантовое число	Значение квантовых чисел для кварков					
	u	d	s	\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}
T_3	1/2	-1/2	0	-1/2	1/2	0
S	0	0	-1	0	0	1
Y	1/3	1/3	-2/3	-1/3	-1/3	2/3
Q	2/3	-1/3	-1/3	-2/3	1/3	1/3
B	1/3	1/3	1/3	-1/3	-1/3	-1/3

Модель с тремя кварками позволяет конструировать адроны как связанные состояния кварков (антикварков)*. На основе изложенных ранее свойств симметрии кварков удается хорошо объяснить распределения адронов по мультиплетам. При небольшом числе естественных дополнительных допущений можно интерпретировать многие количественные характеристики адронов: соотношения между массами и магнитными моментами в пределах мультиплетов, относительные вероятности радиационных распадов, отношения между полными сечениями взаимодействия адронов друг с другом и др. Некоторые динамические следствия кварковой модели применительно к ядерной физике высоких энергий будут рассмотрены далее. Здесь мы ограничимся лишь кратким перечнем. С подробным изложением этого круга вопросов можно ознакомиться в обзоре [5].

Несмотря на успехи трехкварковой модели, в ее рамках пришлось столкнуться с серьезным противоречием: волновые функции частиц со спином 3/2 (например, Δ^{++} , Ω^-) симметричны относительно перестановки любой пары кварков, что противоречит принципу Паули.

* Существуют весьма веские причины, чтобы увеличить число фундаментальных полей (кварков) до четырех, постулируя новое квантовое число — очарование. Анализ этого вопроса выходит за рамки книги. Физика очарованных частиц рассматривается, например, в обзорах [6, 7].

Для преодоления этого противоречия была выдвинута гипотеза [8, 9], что каждый кварк может находиться в трех состояниях q_α ($\alpha = 1, 2, 3$)*, которые различаются значениями квантового числа, названного цветом. Эта гипотеза эквивалентна допущению, что сильные взаимодействия подчиняются цветовой $SU(3)$ -симметрии. Введение цвета позволяет антисимметризовать волновую функцию любой пары кварков и тем самым совместить модель с принципом Паули. Группа цветовой симметрии $SU(3)$, в отличие от унитарной группы $SU(3)$, точная, и, следовательно, цвет является абсолютно сохраняющимся квантовым числом (подобно электрическому и барионному зарядам). Правила симметризации приводят к тому, что непосредственно будут наблюдаться лишь «белые» состояния адронов, представляющие суперпозицию цветных кварков.

Гипотеза цвета, введенная формально для преодоления трудностей квантовой статистики, оказалась необычайно плодотворной именно вследствие абсолютного сохранения этого квантового числа и позволила по аналогии с электрическим зарядом ввести цветовой заряд, играющий роль константы взаимодействия кваркового (глюонного) поля подобно тому, как электрический заряд характеризует силу взаимодействия в электромагнитной теории. Такая аналогия позволила построить красивую и перспективную модель сильного взаимодействия (см., например, [7, 10], а также § 1.2 и 1.3).

Таким образом, цвет, введенный формально для «спасения» основного принципа квантовой статистики, приобретает новое важное назначение: цветовой заряд определяет взаимодействие между кварками.

Заметим лишь, что если электромагнитное поле характеризуется одной константой (зарядом), то кварковое поле — двумя: цветовым изотопическим спином и цветовым гиперзарядом.

§ 1.2. Калибровочная симметрия

В квантовой электродинамике взаимодействие осуществляется посредством обмена фотонами. Есть основания полагать, что слабые взаимодействия обусловлены обменом массивными векторными квантами W -бозонами. В последнее время появилась надежда объединить теории электромагнитного и слабого взаимодействий в единую теорию поля [11], основанную на калибровочной симметрии [12]. По аналогии можно допустить, что взаимодействие между кварками переносится векторными мезонами, которые принято называть глюонами. Обычно полагают, что значения массы и электрического заряда этих частиц равны нулю, однако глюон характеризуется цветом. Константа взаимодействия глюонов с кварками g называется цветовым зарядом и по своему смыслу характеризует взаимодействие между кварками и глюонами (обзор работ этого направления можно найти, например, в статье [13]).

* Цвет обозначается греческой буквой α .

Поясним кратко основную идею описания векторных полей в рамках схем с калибровочными симметриями [11—14].

Из классической теории поля известно, что электромагнитное взаимодействие между заряженной частицей и внешним электромагнитным полем можно ввести, заменив в свободном гамильтониане импульс частицы \mathbf{p} на обобщенный импульс $\mathbf{P} = \mathbf{p} - e\mathbf{A}$ (e — заряд частицы, \mathbf{A} — вектор-потенциал электромагнитного поля) и добавив к нему слагаемое $e\varphi$, где φ — скалярный потенциал поля. В квантовой механике оператор импульса $\mathbf{p} = i\hbar\partial/\partial\mathbf{r}$, а оператор энергии $H = i\hbar\partial/\partial t$. Поэтому введение взаимодействия частиц с электромагнитным полем основано на замене в уравнении Шредингера ($\hbar = 1$):

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \rightarrow \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - ie\mathbf{A}; \quad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} - ie\varphi. \quad (1.19)$$

Соответственно в квантовой теории поля в лагранжиане и уравнениях поля следует провести замену

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_j} - ieA_j, \quad (1.20)$$

где $x_j = (x, y, z, t)$; $A_j = (A_x, A_y, A_z, \varphi)$. Преобразование (1.20) называют иногда методом удлинения производных. Напомним, что в электродинамике тензор электромагнитного поля определяется как

$$F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i}{\partial x_k}.$$

Тогда добавление к потенциалу производной от произвольной функции $\chi(x)$

$$A'_k(x) = A_k(x) + \frac{\partial \chi}{\partial x_k} \quad (1.21)$$

не изменяет тензора F_{ik} [15]. В теории поля лагранжиан и уравнения для функций поля $\psi(x)$ оказываются инвариантными относительно преобразования (1.21), если одновременно поля заряженных частиц $\psi(x)$ преобразуются по закону

$$\psi(x) = \exp[ie\chi(x)] \psi(x). \quad (1.22)$$

Произвол в выборе потенциала $A_k(x)$, соответствующий замене (1.21), можно ограничить, наложив на него условие [15]:

$$\frac{\partial A_k(x)}{\partial x_k} = 0. \quad (1.23)$$

Условие (1.23) все же оставляет свободу выбора потенциала. Если проделать преобразование типа (1.21) и потребовать выполнения условия (1.23) для потенциалов $A_k(x)$ и $A'_k(x)$, то это ограничит произвол в выборе функции $\chi(x)$, которая должна удовлетворять уравнению:

$$\frac{\partial^2 \chi(x)}{\partial x_k^2} = 0. \quad (1.24)$$

Физический смысл условий (1.23), (1.24) проясняется, если рассмотреть поле $A_k(x)$ в системе отсчета, где $A_0(x) = \varphi(x) = 0$. Это можно сделать, выбрав функцию $\chi(x)$ с учетом (1.21). Тогда свободное электромагнитное поле, описываемое плоской волной

$$\mathbf{A}(x) = \mathbf{a} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})], \quad (1.25)$$

будет удовлетворять условию поперечности электромагнитных волн в вакууме [15]:

$$\mathbf{k}\mathbf{A} = 0. \quad (1.26)$$

Таким образом, два условия (1.23) и (1.24) обеспечивают существование у фотона только двух поперечных поляризаций вместо трех, характерных для массивных векторных частиц, и позволяют исключить временную компоненту поля A_k . Все физические наблюдаемые величины не зависят от произвольной функции $\chi(x)$ в силу инвариантности лагранжиана относительно одновременных преобразований (1.21) и (1.22), которые называются калибровочными преобразованиями второго рода [14]. Это означает независимость решения уравнений электродинамики от выбора конкретной калибровки потенциала. Калибровочная инвариантность второго рода (1.21), (1.22) лагранжиана и уравнений электродинамики обеспечивает выполнение закона сохранения электрического заряда [15].

Таким образом, заряд e в электродинамике играет двойную роль: с одной стороны, он определяет интенсивность взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем, а с другой — входит в закон калибровочного преобразования второго рода (1.21) и (1.22), фиксируя масштаб этого преобразования. Калибровочная симметрия определяет вид взаимодействия заряженных частиц с фотонами почти однозначно. Такой способ введения взаимодействия превосходно согласуется с данными опыта. Весьма соблазнительно поэтому распространить этот способ на другие виды взаимодействия. Как увидим ниже, на этом пути получены обнадеживающие результаты.

Заметим в заключение этого параграфа, что преобразования (1.21) и (1.22) являются локальными (зависят от точки четырехмерного пространства — времени) и определяются одной действительной функцией $\chi(x)$. На математическом языке теории групп эти преобразования соответствуют $U(1)$ -группе унитарных унимодулярных преобразований полей $\psi(x)$ с одним вещественным параметром $\chi(x)$:

$$U = \exp[ie\chi(x)], \quad UU^+ = 1; \quad |U| = 1.$$

Очевидно, преобразования $\chi_1(x)$ и $\chi_2(x)$, осуществляемые при различном выборе функции $\chi(x)$, коммутируют друг с другом. Такая группа преобразований называется абелевой.

В работе [12] было предложено ввести взаимодействие спинорных полей $\psi^{(n)}$ с триплетом безмассовых векторных полей W_i^+, W_i^-, W_i^0 по аналогии с электродинамикой (поля Янга — Миллса).

Взаимодействие спинорных полей $\psi^{(n)}$ и векторных полей W , можно ввести, используя прием, который называется удлинением производной:

$$\frac{\partial \psi^{(n)}}{\partial x_j} \rightarrow \left[\frac{\partial}{\partial x_j} - ig(TW_j) \right] \psi^{(n)}, \quad (1.27)$$

где T — оператор изоспина для поля $\psi^{(n)}$. Если поле $\psi^{(n)}$ изоспинорное, то $T = \tau/2$, g — константа взаимодействия полей $\psi^{(n)}$ с векторными полями W_i . Потребуем, чтобы взаимодействие, вводимое с помощью преобразования (1.27), оставляло инвариантным полный лагранжиан. Если поле $\psi^{(n)}(x)$ — изоспинорное, то его калибровочное преобразование естественно выбрать в виде

$$\psi^{(n)'} = U\psi^{(n)}, \quad (1.28)$$

где

$$U = \exp [ig\chi(x)\tau/2]. \quad (1.29)$$

Здесь $\chi(x)$ — произвольная функция-изовектор. При этом преобразования (1.29) локальны, т. е. в каждой точке конфигурационного 4-пространства осуществляются разные преобразования изоспинора. Некоммутативность преобразований (1.29) накладывает существенные ограничения на закон преобразования самих векторных полей W_i . Потребуем, чтобы удлиненная производная

$$D_j = \frac{\partial}{\partial x_j} - igTW_j$$

не изменяла своего вида при калибровочном преобразовании (1.29). Тогда часть лагранжиана, содержащая спинорные поля $\psi^{(n)}$ и взаимодействие их с полями W_j , будет инвариантна относительно преобразования (1.29):

$$D_j' \psi^{(n)'} = U (D_j \psi^{(n)}).$$

Рассмотрим функцию $D_j \psi^{(n)}$. Поскольку $\psi^{(n)} = U^{-1} \psi^{(n)'}$ (U — унитарная унимодулярная матрица, зависящая от x), то

$$D_j \psi^{(n)} = U^{-1} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} + U \left(\frac{\partial}{\partial x_j} U^{-1} \right) - igU(TW_j)U^{-1} \right] \psi^{(n)'}. \quad (1.30)$$

Выражение (1.30) будет совпадать с $U^{-1} D_j' \psi^{(n)'}$ при выполнении калибровочного условия

$$TW_j = U^{-1} (TW_j') U + \frac{i}{g} U^{-1} \frac{\partial U}{\partial x_j}. \quad (1.31)$$

При бесконечно малом преобразовании $|g\chi^a(x)| \ll 1$:

$$W_j^c = (W_j^c)' - \varepsilon_{abc} \chi^a (W_j^b)' - \frac{\partial \chi^c}{\partial x_j}, \quad (1.32)$$

где верхний индекс соответствует изотопическому спину. Результат (1.31) приводит к важному следствию. Калибровочное преобразование в лагранжиане свободного векторного поля W_j

$$L_0 = -\frac{1}{4} F_{ik}^0 F_{ik}^0, \quad (1.33)$$

где тензор свободного поля, равный

$$F_{ik}^0 = \frac{\partial W_k}{\partial x_i} - \frac{\partial W_i}{\partial x_k}, \quad (1.34)$$

приводит к изменению вида лагранжиана, содержащего только поля W_i ; $L_w = -F_{ik} F_{ik}/4$. Тензор F_{ik} с учетом взаимодействия имеет вид

$$F_{ik} = \frac{\partial W_k}{\partial x_i} - \frac{\partial W_i}{\partial x_k} + g[W_i W_k] \quad (1.35)$$

где квадратные скобки обозначают векторное произведение изотопических векторных полей.

Отметим, что для векторных полей, кванты которых имеют отличную от нуля массу, нарушается калибровочная инвариантность относительно преобразований (1.29) и (1.32). Поэтому нельзя ввести взаимодействия минимальным образом с помощью удлинения производных (1.27). Отметим также, что подобная процедура приводит к неустойчивым расходимостям.

Однако в последние годы удалось ввести в теорию массивные векторные поля и сохранить ее перенормируемость (т. е. заменить расходящиеся величины наблюдаемыми массами и зарядами), используя механизм так называемого спонтанного нарушения симметрии [16]. Не имея возможности обсуждать здесь этот механизм подробно, укажем, что в этой схеме исходными являются безмассовые векторные поля W_j , взаимодействующие с изотопическим дублетом комплексных скалярных полей $\varphi(x)$. Среднее по вакууму от одной из компонент поля φ считается отличным от нуля. Если вместо четырех компонент изотопического дублета комплексных полей $\varphi(x)$ ввести одно действительное поле $\rho(x)$ и изотопический триплет полей $\theta(x)$ с помощью соотношения

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp[i\tau\theta(x)/2] \begin{pmatrix} 0 \\ \rho(x) \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

где среднее по вакууму $\langle \rho(x) \rangle = \eta \neq 0$, и отождествить поля $\theta(x)$ с функциями $\chi(x)$ калибровочного преобразования спинорных полей $\psi^{(n)}(x)$ (1.29): $\theta(x) = g\chi(x)$, то, переходя в лагранжиане системы к полю $\rho_0(x) = \rho(x) - \eta$, удается построить лагранжиан, в котором поля W_j приобретают массу в результате взаимодействия с полем $\rho(x)$ [12]. В силу калибровочной инвариантности поля $W(x)$ становятся трехкомпонентными и массивными. Введение триплета полей W_j вместе с электромагнитным полем A_j таким же способом позволяет объединить слабые взаимодействия лептонов (кварков) с электромагнитными [11]. Существование нейтрального промежуточного векторного бозона W^0 (его часто обозначают Z), предсказываемое такой

теорией, должно приводить к процессам слабого взаимодействия через нейтральные токи [без изменения заряда лептона (кварка) в результате взаимодействия], например: $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны}$. Подобные процессы были обнаружены на опыте, что свидетельствует о плодотворности идеи введения взаимодействия на основе требования калибровочной симметрии лагранжиана; механизм спонтанного нарушения симметрии [16] при этом позволяет сделать часть векторных полей массивными. Успех в применении калибровочной симметрии к слабым и электромагнитным взаимодействиям указал на заманчивую возможность построения теории сильных взаимодействий по этому же образцу (см. § 1.3 и обзор [13]).

§ 1.3. Взаимодействие кварков и асимптотическая свобода

Предположим, что взаимодействие между кварками осуществляется в процессе обмена векторными мезонами. Будем считать, что масса этих мезонов равна нулю и они не несут электрического заряда. Рассмотрим лагранжиан свободных кварковых полей $q(x)$ и свободного векторного глюонного поля, которое определяет взаимодействие между кварками:

$$L_0 = \sum_q \bar{q}^\alpha \left(i\gamma_j \frac{\partial}{\partial x_j} - m_q \right) q_\alpha - \frac{1}{4} F_{ij}^\alpha F_{ij}^\alpha, \quad (1.37)$$

где α — цветовой индекс; m_q — масса кварка; $F_{ij}^\alpha = \frac{\partial G_j^\alpha}{\partial x_i} - \frac{\partial G_i^\alpha}{\partial x_j}$ — тензор векторного поля G_j . Сумма в (1.37) берется по сортам кварков (u, d, s и т. п.). Если ввести взаимодействие кварков с нейтральным векторным полем G_j минимальным образом, считая поле G_j скаляром цветовой группы $SU(3)'$ (т. е. считая его «белым»), то лагранжиан этого взаимодействия будет иметь вид

$$L_{\text{int}} = g \sum_q \bar{q}^\alpha \gamma_j q_\alpha G_j. \quad (1.38)$$

Лагранжиан (1.38) симметричен относительно преобразований цветовой группы $SU(3)'$ и «сортовой» группы $SU(n)$ (n — число кварков различных сортов). Если бы имелись три сорта кварков, то лагранжиан (1.38) был бы инвариантен относительно группы $SU(9)$; если бы имелись четыре сорта кварков, то симметрия лагранжиана была бы $SU(12)$. Это следует из того, что лагранжиан (1.38) приводит к совершенно одинаковым взаимодействиям между кварками всех сортов и цветов и нейтральным «белым» полем G_j . С точки зрения имеющихся данных неприемлема группа $SU(9)$, являющаяся подгруппой группы $SU(12)$. В случае $SU(9)$ -симметрии все цветные мезоны со своими цветными аналогами образовали бы 81-плеты с расщеплением мезонов по массам только из-за нарушения обычной $SU(3)$ -симметрии, если цветная $SU(3)'$ -симметрия точная. Если же $SU(3)'$ -симметрия нарушается сильнее, чем симметрия, связанная с сортом кварков, то расщепление мезонов 81-плета по массам было бы довольно сильным [17].

Подобный вывод противоречит экспериментальным данным, поскольку цветные мезоны не наблюдаются.

В свете отмеченных трудностей с введением взаимодействия кварков, обусловленных белыми глюонами, естественно рассмотреть теоретическую схему с цветными глюонами. В этом случае удлиненная производная имеет вид

$$[\partial/\partial x_j - (i/2)g\lambda G_j]q(x), \quad (1.39)$$

где λ — 8-вектор, компонентами которого являются матрицы λ^α ($\alpha = 1, \dots, 8$), определенные соотношениями (1.10), (1.11). Оператор суперспина λ действует на цветные степени свободы суперспинора $q(x)$: $\lambda_{\alpha\beta} q_\beta(x)$. Вектор G_j является 8-вектором в цветовом пространстве, что соответствует восьми цветным глюонным полям с обычным спином $S_G = 1$; j — индекс пространственно-временных компонент поля. Введение взаимодействия цветных кварков с цветными глюонами с помощью удлинения производных (1.39) приводит к лагранжиану вида [7, 13]

$$L = \sum_q \bar{q} \left[i\gamma_j \partial/\partial x_j + \frac{g}{2} \gamma_j \lambda G_j - m_q \right] q - (1/4) F_{ij} F_{ij}. \quad (1.40)$$

Тензор F_{ij} с учетом взаимодействия равен

$$F_{ij}^\alpha = \partial G_j^\alpha / \partial x_i - \partial G_i^\alpha / \partial x_j + g f^{\alpha\beta\gamma} G_i^\beta G_j^\gamma. \quad (1.41)$$

Здесь величина $f^{\alpha\beta\gamma}$ определяется из соотношения коммутации:

$$[\lambda^\alpha, \lambda^\beta] = 2if^{\alpha\beta\gamma}\lambda^\gamma. \quad (1.42)$$

Динамика кварков, основанная на лагранжиане (1.40), получила название квантовой хромодинамики. Лагранжиан (1.40) инвариантен относительно калибровочных преобразований цветовой группы $SU(3)'$:

$$U = \exp [i\chi(x) \lambda / 2]; \quad q \rightarrow Uq; \quad (1.43)$$

$$\lambda G_j \rightarrow U^{-1} (\lambda G_j) U + (2i/g) U^{-1} \partial U / \partial x_j. \quad (1.44)$$

Соотношения (1.43), (1.44) аналогичны калибровочным преобразованиям полей, основанным на группе изотопического спина. Калибровочная инвариантность лагранжиана (1.40) означает, что среди четырех пространственно-временных компонент глюонного поля только две независимы. Удобно использовать ковариантную калибровку, которая сводится к добавлению в лагранжиан (1.40) слагаемого:

$$\Delta L = -\frac{1}{2\xi} \left(\frac{\partial G_j^\alpha}{\partial x_j} \right)^2 + \frac{\partial (\varphi^\dagger)^\alpha}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \varphi^\alpha}{\partial x_j} + g f^{\alpha\beta\gamma} G_j^\beta \varphi^\gamma \right), \quad (1.45)$$

где φ^α — фиктивное безмассовое цветное комплексное скалярное поле, компоненты которого при квантовании считаются антикоммутирующими; ξ — произвольная постоянная [18].

Обсудим далее проблему нуль-заряда. В квантовой электродинамике давно была получена зависимость эффективной константы взаимодействия (квадрата электрического заряда) двух тяжелых заряженных ча-

стиц от расстояния между ними [19—21]. Суть проблемы состоит в следующем. Наблюдаемые электрические заряды частиц изучаются на больших расстояниях. На малых расстояниях взаимодействие определяется затравочным зарядом, входящим в исходный лагранжиан взаимодействия. В квантовой электродинамике при некоторых предположениях удается найти связь между эффективными зарядами частиц, находящихся на малых и больших расстояниях. Взаимодействие между заряженными частицами на больших расстояниях обуславливается обменом одним фотоном (рис. 1.1, а). На расстояниях $r < \lambda_e$ (λ_e — комптоновская длина волны электронов) существенны эффекты образования e^+e^- -пар виртуальным фотоном в вакууме с их последующей аннигиляцией в виртуальный фотон, поглощающийся одним из взаимодействующих зарядов (рис. 1.1, б). Одна из компонент пары e^+e^- будет притягиваться к одному из взаимодействующих зарядов, а другая — к другому.

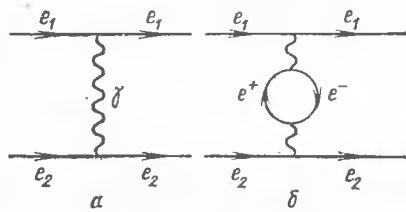


Рис. 1.1. Диаграммы рассеяния двух заряженных частиц: обмен одним фотоном (а); обмен с образованием e^+e^- -пары (поляризация вакуума) (б)

В результате возникает явление экранировки исходных зарядов виртуальными электрон-позитронными парами (поляризация вакуума, см., например, [22]). Анализ поляризации вакуума на расстояниях $r_0 \lesssim r \lesssim \lambda_e$ на основе учета некоторого класса диаграмм с виртуальными парами (типа рис. 1.1, б) позволяет связать значение эффективной константы взаимодействия на расстоянии r с ее значением на расстоянии r_0 [19, 20]:

$$\alpha(r) = \alpha(r_0) \left[1 + \frac{2\alpha(r_0)}{3\pi} \ln \frac{r}{r_0} \right]^{-1}. \quad (1.46)$$

Тогда эффективный заряд на расстоянии $r \gg r_0$ определяется формулой:

$$\alpha(r) = 3\pi / [2 \ln(r/r_0)] \quad (1.47)$$

и не зависит от величины заряда $\alpha(r_0)$ на малых расстояниях. При переходе к пределу $r_0 \rightarrow 0$ получаем

$$\lim_{r_0 \rightarrow 0} \alpha(r) = 0. \quad (1.48)$$

Согласно (1.47) на любых конечных расстояниях от затравочного заряда взаимодействие исчезает! Это явление получило название проблемы нуль-заряда и, на первый взгляд, свидетельствует о логической незамкнутости квантовой электродинамики. Последнее утверждение не имеет строгого обоснования, поскольку результат (1.46) получен в предположении $|\alpha(r_0)| \ll 1$ методом суммирования лишь некоторых классов фейнмановских диаграмм [19—21]. Однако до сих пор этот результат не был опровергнут в рамках квантовой электродинамики даже на каком-нибудь частном примере.

Можно показать, что в квантовой хромодинамике, основанной на лагранжиане (1.40), проблемы нуль-заряда не существует. В квантовой хромодинамике с лагранжианом (1.40) роль заряда играет константа g , которую называют цветовым зарядом. Если предположить, что она достаточно мала и применить теорию возмущений, то и в этом случае возникнут диаграммы типа рис. 1.1, б, где вместо виртуальной e^+e^- -пары фигурирует пара кварк—антикварк, а вместо виртуальных фотонов—глюоны. Вклад от такой пары в знаменатель выражения (1.46) будет по виду точно таким же, как от e^+e^- -пары. Следует лишь заменить α на α_s , где $\alpha_s = g_s^2/4\pi$:

$$\alpha_s(r) = \alpha_s(r_0) \left[1 + \frac{\alpha_s(r_0)}{3\pi} N \ln \frac{r}{r_0} + \dots \right]^{-1}. \quad (1.49)$$

В формуле (1.49) число N равно числу сортов кварков.

Наряду с qq -парами поляризация вакуума обуславливается также и процессами образования виртуальных глюонных пар. Как показывает анализ, вклад таких диаграмм в знаменатель (1.49) имеет другой знак по сравнению с вкладом qq -пар; причем коэффициент при $\alpha_s^2(r_0) \ln(r/r_0)$ равен $-11n/(6\pi)$, где n — размерность цветовой калибровочной группы. В результате оказывается, что цветовой заряд на расстоянии r связан с цветовым зарядом на расстоянии $r_0 \lesssim r$ соотношением [13, 20, 23, 24]:

$$\alpha_s(r) = \alpha_s(r_0) \left[1 + \left(\frac{\alpha_s(r_0)}{3\pi} N - \frac{11n\alpha_s(r_0)}{6\pi} \right) \ln \frac{r}{r_0} \right]^{-1}. \quad (1.50)$$

Перепишем (1.50) в виде

$$\alpha_s(r_0) = \alpha_s(r) \left[1 + \left(\frac{11n}{2} - N \right) \frac{\alpha_s(r)}{3\pi} \ln \frac{r}{r_0} \right]^{-1}. \quad (1.51)$$

Если $n = 3$ и $N = 16$, то $11n/2 - N > 0$. Тогда при $r_0 \rightarrow 0$

$$\alpha_s(r_0) \approx \frac{3\pi}{(33/2 - N) \ln(r/r_0)}. \quad (1.52)$$

Цветовой заряд $\alpha_s(r_0)$ стремится к нулю на малых расстояниях. Но именно этот заряд, являясь затравочным, определяет сильное взаимодействие между цветными кварками. Кварки взаимодействуют на малых расстояниях слабо.

Этот результат противоположен выводу о нуль-заряде в квантовой электродинамике, где заряд исчезал на любых конечных расстояниях от точечного заряда [см. (1.48)]. Исчезновение цветового заряда на малых расстояниях не приводит к противоречиям в теории. Более того, оно объясняет, каким образом кварки, составляющие адрон, оказываются практически квазисвободными внутри адрона. Именно такая картина строения адрона возникает в модели аддитивных кварков и в партонной модели (см. гл. 2 и 8). Свойство уменьшения цветового заряда (1.52) на малых расстояниях (при больших передачах импульса) получило название асимптотической свободы кварков.

Весьма важно, что модель обмена цветными глюонами в принципе объясняет проблему «невыветания» кварков, т. е. указывает, почему

кварки не наблюдаются в свободном состоянии. Действительно, рассмотрим выражение (1.50). При $N \leq 16$ (N — число сортов кварков) с ростом расстояния r между кварками знаменатель (1.50) убывает, а следовательно, константа взаимодействия кварков $\alpha_s(r)$ растет. Формула (1.50) допускает, что притяжение между кварками растет с увеличением расстояния, что может объяснить невылетание кварков из адрона: кварки заключены в «потенциальной яме» адрона на расстояниях порядка размеров адрона $r \sim (5 \div 8) \cdot 10^{-14}$ см.

Таким образом, успехи кварковой модели в сочетании с идеей асимптотической свободы позволяют высказать надежду на успешное разрешение основных проблем физики высоких энергий. Более подробно эти перспективы исследуются в обзоре [25].

Глава 2. ОСНОВЫ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ

§ 2.1. Упругое рассеяние лептонов на нуклонах

Константа сильного взаимодействия нуклонов с пионами велика: $g^2 \approx 15$. Поэтому, согласно представлениям квантовой теории поля, нуклон должен непрерывно испускать и поглощать виртуальные адроны. Самые легкие из них — пионы; ρ -, ω -мезоны определяют, в основном, размеры физического нуклона и его статические характеристики (массу, магнитный момент, распределение мезонного вещества внутри нуклона). Из-за большой величины взаимодействия адроны виртуально превращаются друг в друга, поэтому само понятие адрона как элементарной частицы теряет смысл. «Голый» адрон без своей «адронной шубы» не существует.

Внутреннюю структуру нуклона можно исследовать экспериментально, используя для этого пучки лептонов, не участвующих в сильных взаимодействиях. Лептоны по современным представлениям — бесструктурные (точечные) частицы. Изучая лептон-нуклонное взаимодействие, можно исследовать распределения заряда, магнитного момента и другие характеристики нуклона.

Процесс упругого рассеяния электрона на адроне, например



где N — протон или нейтрон ядра, осуществляется вследствие электромагнитного взаимодействия; в результате слабого взаимодействия происходит процесс превращения нейтрино в мюон при соударении с нейтроном:



Электромагнитное взаимодействие в процессе (2.1) можно учесть по теории возмущений. В низшем приближении этот процесс осуществляется в результате обмена виртуальным γ -квантом между электроном и нуклоном (рис. 2.1, а). Процесс (2.2) осуществляется за счет

обмена промежуточным W -бозоном (рис. 2.1, б). Из-за точечности лептонов в процессах (2.1) и (2.2) можно исследовать структуру вершины $N\gamma N$, nW^+p . Согласно принципу неопределенности, при передаче импульса q от лептонов нуклону можно проникнуть на расстояния

$$r \sim 1/|q|. \quad (2.3)$$

Увеличивая передачу импульса, можно исследовать все меньшие и меньшие расстояния внутри нуклона и получать сведения о распределении заряда и магнитного момента и пространственную структуру нуклона относительно векторного и аксиально-векторного видов слабого взаимодействия с помощью процесса (2.2) (сейчас достигнуты расстояния $r \sim 5 \cdot 10^{-15}$ см). Дифференциальное сечение упругого eN -рассеяния рассчитывается на основе диаграммы рис. 2.1, а и с учетом структуры нуклона имеет вид [22]:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 E'}{Q^4 E} \left\{ \left[G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4m_N^2} G_M^2(Q^2) \right] \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2m_N^2} G_M^2(Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}, \quad (2.4)$$

где E, E' — энергии лептона (e или μ) до и после рассеяния на угол θ в L -системе; $Q^2 = -(p - p')^2$ — квадрат переданного 4-импульса; m_N — масса нуклона. Угол θ связан с переменной Q^2 по формулам

$$Q^2 \simeq 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}; \quad E' = E - \frac{Q^2}{2m_N}. \quad (2.5)$$

Полагается, что масса лептона $m_l = 0$, поскольку в дальнейшем нас интересуют величины $Q^2 \gg m_l^2$; $G_E(Q^2)$ и $G_M(Q^2)$ — электромагнитные форм-факторы нуклона. В системе отсчета, где $\mathbf{p} + \mathbf{p}' = 0$, величина $Q^2 = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2$ выражается только через пространственные компоненты импульсов, функция $G_E(Q^2)$ является фурье-образом пространственного распределения электрического заряда в нуклоне, а функция $G_M(Q^2)$ — фурье-образом пространственного распределения магнитного момента в нуклоне [22]. Для точечного заряда и магнитного момента имеем, по определению:

$$G_E^p = 1; \quad G_E^n = 0; \quad G_M^N = g_N, \quad (2.6)$$

где g_N — статический магнитный момент нуклона в протонных магнетонах Бора ($N=p$ или n , индексы p, n относятся к протону или нейтрону соответственно).

Опыт показывает, что форм-факторы нуклонов при упругом рассеянии лептонов — быстро убывающие функции Q^2 :

$$G_E^p = G_M^N/g_N = (1 + Q^2/M_V^2)^{-2}; \quad (2.7)$$

$$G_E^n \approx 0, \quad (2.8)$$

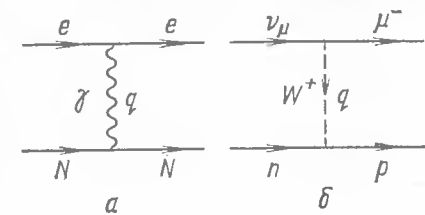


Рис. 2.1. Диаграмма упругого IN - (а) и квазиупругого $\nu_\mu N$ -рассеяния (б)

где $M_N^2 = 0,71 \text{ ГэВ}^2$. Форм-фактор $G_{E, M}^N(Q^2)$ выражается через среднеквадратичный радиус распределения заряда (магнитного момента) $r_{E, M}^2$ по формуле: $G_{E, M}(\theta^2) = 1 - r_{E, M}^2 Q^2/6$. Наблюдаемое поведение форм-факторов (2.7) означает, что плотности электрических зарядов и магнитных моментов в нуклоне непрерывны и быстро убывают от центра к периферии; среднеквадратичный радиус этих распределений

$$\sqrt{r_{E, M}^2} \approx 0,8 \cdot 10^{-14} \text{ см.} \quad (2.9)$$

Исследования нейтринных процессов (2.2) привели к аналогичным результатам.

§ 2.2. Глубоконеупругое взаимодействие лептонов с нуклонами

При большой передаче энергии кроме процессов упругого и квазиупругого рассеяния (2.1) и (2.2) осуществляются процессы образования изобар в lN - и $\nu_\mu N$ -соударениях и процессы множественного образования адронов (преимущественно пионов). Диаграммы для процессов множественного образования адронов в реакциях ($l = e$ или μ):



изображены на рис. 2.2. Эти диаграммы похожи на диаграммы упругого рассеяния, если совокупность вторичных адронов полагать единой системой с переменной эффективной массой $m_X^2 = \omega^2$. Форм-факторы перехода $N \rightarrow X$ (нижняя вершина на рис. 2.2) принято называть структурными функциями нуклона и обозначать $W_i(\nu, Q^2)$. Нормировка структурных функций выбирается таким образом, чтобы формула для дифференциального сечения процесса (2.10) была похожа на формулу (2.4) для упругого рассеяния. Это позволяет сравнивать поведение форм-факторов в

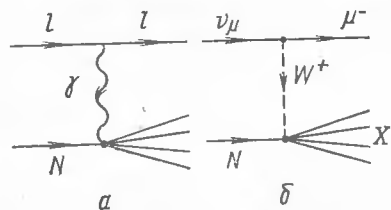


Рис. 2.2. Диаграмма глубоконеупругого lN - (а) и глубоконеупругого $\nu_\mu N$ - взаимодействия (б)

процессе (2.1) и структурных функций в процессе (2.10). Дифференциальное сечение процесса (2.10) имеет вид

$$\frac{d^2 \sigma_{em}}{dQ^2 dv} = \frac{4\pi\alpha^2 E'}{Q^4 E} \left\{ W_2^{em}(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1^{em}(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}. \quad (2.12)$$

Обозначения в (2.12) те же, что и в формуле (2.4), кроме величины ν — передачи энергии в L -системе, которая равна

$$\nu = E - E' \quad (2.13)$$

и связана с эффективной массой вторичных адронов соотношением

$$\omega^2 = m_N^2 + 2m_N\nu - Q^2, \quad (2.14)$$

где m_N — масса нуклона. Здесь ν — энергия виртуального γ -кванта (или W -бозона) в L -системе. Структурные функции $W_i(\nu, Q^2)$ имеют определенный физический смысл. Нижние вершины на диаграммах рис. 2.2 отвечают процессам взаимодействия виртуальных частиц γ и W с нуклоном:



Функции $W_i(\nu, Q^2)$ пропорциональны сечениям этих процессов. Можно показать [2], что в случае (2.15):

$$W_1^{em}(\nu, Q^2) = (4\pi^2\alpha)^{-1} (\nu - Q^2/2m_N) \sigma_T(\nu, Q^2); \quad (2.17)$$

$$W_2^{em}(\nu, Q^2) = (4\pi^2\alpha)^{-1} (1 + \nu^2/Q^2)^{-1} \times \\ \times (\nu - Q^2/2m_N) [\sigma_T(\nu, Q^2) + \sigma_L(\nu, Q^2)], \quad (2.18)$$

где σ_T, σ_L — сечения взаимодействия поперечно и продольно поляризованных виртуальных γ -квантов с нуклоном.

Для процесса с участием нейтрино (2.11) можно получить формулу, аналогичную (2.12). В пренебрежении массой мюона и при $Q^2 \ll m_W^2$ (m_W — масса W -бозона) [26]:

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dQ^2 dv} = \frac{G^2 E'}{2\pi E} \left\{ 2W_1^{\nu, \bar{\nu}}(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2^{\nu, \bar{\nu}}(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \mp \right. \\ \left. \mp \frac{E + E'}{m_N} \sin^2 \frac{\theta}{2} W_3^{\nu, \bar{\nu}}(\nu, Q^2) \right\}. \quad (2.19)$$

Появление в формуле (2.19) третьей структурной функции $W_3(\nu, Q^2)$ связано с тем, что в слабом взаимодействии участвуют как векторные, так и аксиальные адронные и лептонные токи. Верхний знак в (2.19) берется для реакции с участием нейтрино, нижний — для реакций с участием антинейтрино.

Эксперименты [27] по исследованию процесса (2.10) показали, что поведение структурных функций $W_i(\nu, Q^2)$ с ростом Q качественно отличается от поведения форм-факторов нуклона в упругом lN -рассеянии и в квазиупругом нейтринном процессе [28, 29]. Было установлено, что в области больших передач 4-импульса и эффективных масс адронной струи X :

$$Q^2 \gtrsim 1 \div 2 \text{ (ГэВ/с)}^2; \quad (2.20)$$

$$\omega \gtrsim 2 \div 3 \text{ ГэВ} \quad (2.21)$$

структурные функции $\nu W_2, \nu W_3$, и $m_N W_1$ при фиксированном значении отношения

$$x = Q^2/(2m_N\nu) \quad (2.22)$$

зависят не от Q^2 и ν по отдельности. Они изменяются только как функции безразмерной переменной x (2.22) или переменной $\omega = 1/x$ (см., например, рис. 2.3 [27]). Это явление получило название скейлинга или масштабной инвариантности* структурных функций нук-

* От англ. *scaling* — масштабность, автомодельность. В настоящее время установлено, что это свойство несколько нарушается в соответствии с предсказаниями квантовой хромодинамики.

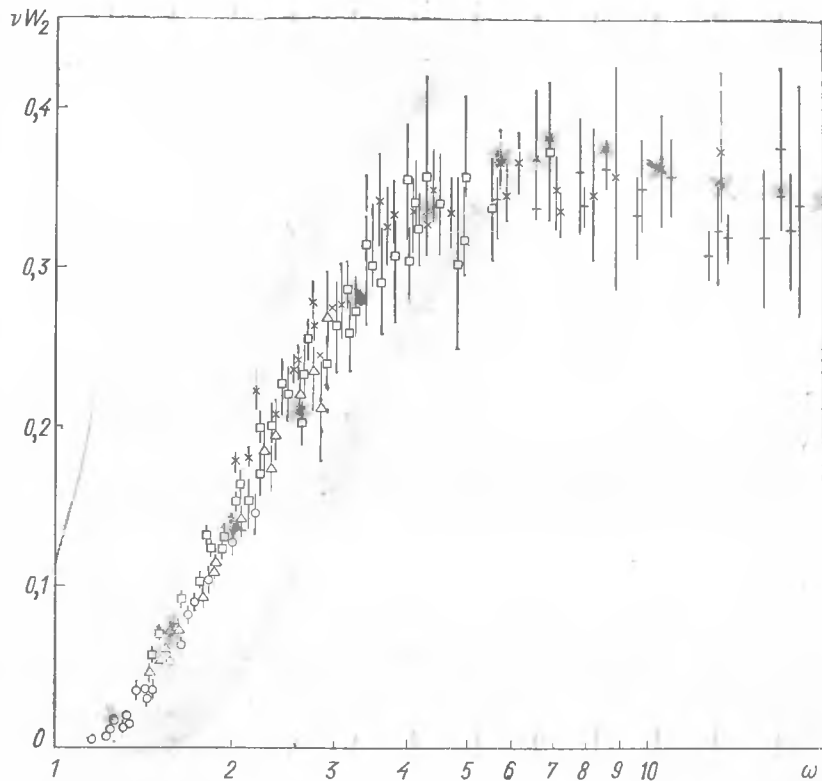


Рис. 2.3. Масштабно-инвариантное поведение структурной функции νW_2 (измерения проведены для разных q^2) [27]

лона. При значениях $\omega = 1/x \gtrsim 4 \div 5$ функция νW_2^{em} оказывается слабо меняющейся функцией x :

$$\nu W_2^{\text{em}}(\nu, Q^2) \approx 0,32. \quad (2.23)$$

Такое поведение νW_2^{em} соответствует слабой зависимости от энергии ν сечения взаимодействия виртуальных γ -квантов с нуклонами при больших значениях $\nu \gtrsim 2m_N$ и ω . В области $\omega - 1 \ll 1$ ($x \rightarrow 1$):

$$\nu W_2^{\text{em}} \sim (\omega - 1)^3 \sim (1 - x)^3. \quad (2.24)$$

Из опыта [27, 28] следует, что сечение взаимодействия продольно поляризованных виртуальных γ -квантов с нуклонами существенно меньше, чем поперечных:

$$R^{\text{em}} = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \approx \begin{cases} -0,10 \pm 0,27, & 1 < Q^2 < 2 \text{ (ГэВ/с)}^2; \\ 0,02 \pm 0,30, & 2 \lesssim Q^2 < 6 \text{ (ГэВ/с)}^2. \end{cases} \quad (2.25)$$

Все эти результаты имеют существенное значение и в совокупности с результатами нейтринных экспериментов [28, 29] позволяют построить вероятную картину глубоконеупругих процессов.

§ 2.3. Понятие о партонах

Скейлинговое поведение структурных функций нуклонов в глубоконеупругих процессах взаимодействия лептонов с адронами можно объяснить, если предположить [26], что внутри нуклонов имеются точечноподобные структуры, с которыми и осуществляется взаимодействие. Эти структуры получили название партонов*.

Экспериментальные данные, кратко обсуждавшиеся выше, позволяют высказать предположение, что 1) партоны обладают электрическим зарядом; 2) партоны во время взаимодействия являются квазисвободными объектами. Будем полагать, что сечение взаимодействия лептона с нуклоном равно некогерентной сумме сечений взаимодействия лептона с партонами нуклона. Рассмотрим упругое соударение лептона (e или μ) с партоном на основе диаграммы рис. 2.1, а, где вместо нуклонной линии внизу понимается партонная линия. Предположим сначала, что спин партона равен нулю. Тогда вершина поглощения γ -кванта партоном в импульсном представлении равна [30]

$$(\Gamma_{\nu q q})_j = e_q (k + k')_j, \quad (2.26)$$

где k, k' — 4-импульсы первичного и вторичного партонов, e_q — заряд партона: $e_q = \varepsilon_q e$, здесь e — заряд протона; ε_q — заряд партона в единицах e . Матричный элемент процесса рассеяния лептона на кварке (lq -рассеяние) имеет вид

$$M = e^2 \varepsilon_q \bar{u}(p') \gamma_j u(p) (k + k')_j Q^{-2}, \quad (2.27)$$

где $\bar{u}(p')$, $u(p)$ — биспиноры, соответствующие [31, 32] конечному и начальному состояниям лептонов; p и p' — 4-импульсы лептонов; $Q^2 = -(p - p')^2$.

Из выражения (2.27) можно определить дифференциальное сечение lq -рассеяния ($q = p - p'$):

$$\frac{d\sigma_q^{\text{em}}}{d\nu dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 E' x}{Q^4 E\nu} \delta\left(\frac{Q^2}{2qp_N} - x\right), \quad (2.28)$$

где мы положили, что 4-импульс партона составляет долю x от 4-импульса нуклона-мишени p_N :

$$k = xp_N. \quad (2.29)$$

Вывод (2.28) проводился в пренебрежении массами лептонов и партонов по сравнению с их энергиями. Из формулы (2.28) следует, что виртуальный фотон взаимодействует с партоном, который переносит долю нуклонного импульса $x = Q^2 / (2qp_N)$. Это равенство — прямое следствие закона сохранения 4-импульса в lq -рассеянии:

$$k + p = k' + p'. \quad (2.30)$$

Из (2.30) следует:

$$(k')^2 = (k + p - p')^2 = (k + q)^2. \quad (2.31)$$

* От англ. *part* — часть.

Считая эффективные массы партонов до и после рассеяния одинаковыми $(k')^2 = k^2 = m_q^2$ и учитывая соотношения: $q^2 = -Q^2$ и $k = xp_N$ [см. (2.29)], находим

$$x = Q^2/(2qp_N). \quad (2.32)$$

Сравнивая полученное выражение (2.28) с общей формулой (2.12), убеждаемся, что структурные факторы, соответствующие взаимодействию виртуального γ -кванта с одним из бесспиновых партонов нуклона, равны (при $Q^2 \ll 4EE'$):

$$vW_{2q}^{em} = x\delta\left(\frac{Q^2}{2m_N v} - x\right); \quad (2.33)$$

$$W_{1q}^{em} = 0. \quad (2.34)$$

Последнее равенство вытекает из следующего рассуждения.

Рассмотрим поглощение виртуального фотона в системе отсчета, где выполняется равенство

$$\mathbf{k} + \mathbf{k}' = 0. \quad (2.35)$$

Так как $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$, то $\mathbf{k}' = \mathbf{q}/2$, а $\mathbf{k} = -\mathbf{q}/2$. Если виртуальный фотон поляризован поперечно импульсу, то это означает, что проекция его спина S на направление импульса \mathbf{q} равна $\lambda_\nu = (\mathbf{S}\mathbf{q})/|\mathbf{q}| = \pm 1$. Пусть, например, $\lambda_\nu = +1$, тогда в процессе поглощения γ -кванта партоном вначале проекция полного момента количества движения частиц на направление \mathbf{q} равна $+1^*$, а в конце — нулю (партон бесспиновый). Такая ситуация не может осуществляться в силу закона сохранения проекции момента на направление \mathbf{q} . Поэтому сечение такого процесса $\sigma_T = 0$. Это означает [см. (2.17)], что и $W_1 = 0$.

Таким образом, партоны не могут иметь нулевой спин. Это противоречило бы данным опыта [см. (2.25)], согласно которому $\sigma_T \gg \sigma_L$. В предположении, что партон имеет спин $S_q = 1/2$, по правилам вычисления фейнмановских диаграмм [31, 32] на основе рис. 2.1, а находим:

$$\frac{d\sigma_q^{em}}{dv dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 \varepsilon_q^2 E'}{Q^4 v E} \left[x \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{v}{m_N} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \delta\left(\frac{Q^2}{2m_N v} - x\right). \quad (2.36)$$

Сравнивая результат (2.36) с общей формулой (2.12), определяем структурные функции партона со спином 1/2:

$$vW_{2q}^{em} = x\delta\left(\frac{Q^2}{2m_N v} - x\right); \quad (2.37)$$

$$2m_N W_{1q}^{em} = \delta\left(\frac{Q^2}{2m_N v} - x\right). \quad (2.38)$$

В данном случае из сравнения (2.37), (2.38) с формулами (2.17), (2.18) следует, что $\sigma_L = 0$. Этот результат не противоречит опыту [см. (2.25)].

* Проекция орбитального момента относительного движения частиц на направление импульса равна нулю, так как вектор момента $[\mathbf{r}\mathbf{q}]$ перпендикулярен \mathbf{q} .

Экспериментальные данные приводят к непрерывному распределению по x рассеянных лептонов (e или μ). Следовательно, спектр партонов внутри нуклона характеризуется функцией распределения $f(x)$, нормированной на среднее число партонов в нуклоне:

$$N_q = \int f(x) dx. \quad (2.39)$$

Вероятность обнаружить в нуклоне партон с долей импульса от x до $x + dx$ пропорциональна $f(x) dx$. Умножая структурные функции партонов (2.37), (2.38) на функцию распределения $f(x)$ и интегрируя по x в пределах $0 < x < 1$, находим структурные функции нуклона:

$$vW_{2q}^{em} = xf(x); \quad (2.40)$$

$$2m_N W_{1q}^{em} = f(x). \quad (2.41)$$

Доля импульса нуклона x , переносимая партоном, выражается через кинематические характеристики первичного и вторичного лептонов [см. (2.32)]. Из соотношений (2.40), (2.41) можно получить сведения о распределении партонов в нуклоне по продольным импульсам. Здесь следует подчеркнуть, что понятие о партонах имеет смысл лишь для быстро движущегося нуклона. Действительно, в системе покоя нуклона соотношение (2.28) бессмысленно.

Если принять, что импульсы партонов в быстро движущемся нуклоне ограничены ($\langle k_\perp \rangle \leq m_N \approx 1$ ГэВ), то величине x можно придать смысл доли продольного импульса быстрого нуклона (или доли энергии), переносимой партоном. В этом случае компоненты 4-импульса партона приближенно равны:

$$k \approx (xp_N, xp_N, k_\perp). \quad (2.42)$$

Здесь учтено, что при фиксированных значениях $x = \text{const}$ и достаточно больших значениях p_N энергия партона составляет:

$$k_0 = \sqrt{x^2 p_N^2 + k_\perp^2 + m_q^2} \approx xp_N + (k_\perp^2 + m_q^2)/(2xp_N) \approx xp_N. \quad (2.43)$$

Партонной картине можно придать теоретико-полевую интерпретацию, полагая, что партоны являются «голыми» виртуальными частицами, в которые превращается быстрый адрон и которые существуют некоторое время в квазисвободном состоянии. Если в этот промежуток времени партоны не испытывают взаимодействия с другими полями, то они снова «собираются» в адрон. Если время существования подобной флуктуации превышает характерное время взаимодействия, то взаимодействовать с частицей-мишенью будут отдельные партоны, а не адрон как целое.

§ 2.4. Время жизни партонной флуктуации адрона

Для простоты не будем пока различать внутренние квантовые числа адронов и партонов. Это оправдано, если речь идет либо о кинематических эффектах, либо о динамике процесса, главные особенности которой не зависят от квантовых чисел частиц.

Рассмотрим превращение быстрого адрона в партон, переносящий долю продольного импульса x_1 , и в группу партонов с ограниченной эффективной массой M^* , переносящей долю продольного импульса адрона x_2 . Согласно закону сохранения импульса:

$$x_1 + x_2 = 1, \quad k_{1\perp} + k_{2\perp} = 0, \quad (2.44)$$

где $k_{i\perp}$ — импульсы выделенного партона и группы партонов.

Энергия в таком виртуальном переходе не сохраняется*. Несохранение энергии определяется разностью энергий исходного и виртуального состояний:

$$\Delta E = \sqrt{x_1^2 p_0^2 + k_{1\perp}^2 + m_q^2} + \sqrt{x_2^2 p_0^2 + k_{2\perp}^2 + (M^*)^2} - \sqrt{p_0^2 + M^2}, \quad (2.45)$$

где m_q — масса партона; p_0 , M — импульс и масса адрона. Рассмотрим ситуацию, когда продольные импульсы флуктуации велики:

$$x_1 p_0 \gg \sqrt{k_{1\perp}^2 + m_q^2} \quad \text{и} \quad x_2 p_0 \gg \sqrt{k_{2\perp}^2 + (M^*)^2}.$$

Тогда

$$\Delta E \approx (m_{q\perp}^2/x_1 + M_{\perp}^{*2}/x_2 - M^2)/(2P_0). \quad (2.46)$$

Если величина x_1 (или x_2) не слишком мала и не слишком велика, то в числителе (2.46) стоит конечная ограниченная величина. Обозначим ее $2M_{\text{эф}}^2$. Если $m_{q\perp}^2 = m_q^2 + k_{1\perp}^2 \sim m_N^2$, $M_{\perp}^{*2} = M^{*2} + k_{2\perp}^2 \sim m_N^2$, то и $M_{\text{эф}}^2 \sim m_N^2$.

Из принципа неопределенности следует, что время жизни партонной флуктуации τ_i равно

$$\tau_i = 1/\Delta E \approx p_0/M_{\text{эф}}^2. \quad (2.47)$$

С ростом энергии адрона τ_i увеличивается.

Чтобы понять проявление партонной флуктуации адрона в глубоко-неупругих процессах, сравним время τ_i с характерным временем τ_i взаимодействия электрона с нуклоном.

Рассмотрим этот процесс в Π -системе электрона и нуклона. Время τ_i определяется, согласно принципу неопределенности, изменением энергии лептона в процессе рассеяния:

$$\Delta E^* = |E^* - E^{*'}|. \quad (2.48)$$

В Π -системе энергии первичного и вторичного лептонов равны соответственно:

$$E^* = (s - m_N^2)/(2\sqrt{s}); \quad (2.49)$$

$$E^{*'} = (s - \omega^2)/(2\sqrt{s}), \quad (2.50)$$

где $s = m_N^2 + 2m_N E$ — квадрат полной энергии соударения в Π -системе; $\omega^2 = m_N^2 + 2m_N v - Q^2$ — эффективная масса родившихся адронов [см. (2.14)]. На основе формул (2.48) — (2.50) находим τ_i :

$$\tau_i \sim 1/\Delta E^* \sim p_0^2/(2m_N v - Q^2). \quad (2.51)$$

* Здесь используется нековариантная теория возмущений (см. [26, 33]).

Чтобы партонная структура адрона проявилась на опыте, должно выполняться неравенство $\tau_i \lesssim \tau_L$ или

$$2m_N v - Q^2 \gtrsim 4M_{\text{эф}}^2. \quad (2.52)$$

Условие (2.52) выполняется в области глубокой неупругости, когда $Q^2 \gg m_N^2$, $v \gg 2m_N$, $M_{\text{эф}} \sim m_N$. Неравенство (2.52) можно представить в более наглядном виде:

$$1 - x \gtrsim 2M_{\text{эф}}^2/(vm_N) \sim 2m_N/v. \quad (2.53)$$

Таким образом, при условии (2.53) виртуальный фотон как бы делает «моментальный снимок» структуры адронов.

§ 2.5. Характеристики распределения партонов по продольным импульсам

Из данных опыта следует, что $vW_2 \approx 0,32$ в области $1/x = \omega \gtrsim 4 \div 6$ [см. (2.23) и рис. 2.3]. Из этого результата вытекает следующее поведение функции распределения партонов по x в области $0 \leq x \leq 0,1 \div 0,2$:

$$f(x) = vW_2/x \approx 0,32/x. \quad (2.54)$$

Следовательно, распределение партонов по продольным импульсам в области малых значений x в основном определяется фазовым объемом. Действительно, релятивистски инвариантный фазовый объем частицы (число квантовых состояний с импульсом от \mathbf{k} до $\mathbf{k} + d\mathbf{k}$ в единице объема, деленное на $2k_0$, k_0 — энергия частицы) равен:

$$d^3k/[2k_0(2\pi)^3] = dk_{\parallel} d^2k_{\perp}/[2k_0(2\pi)^3]. \quad (2.55)$$

Так как $k_0 = \sqrt{k_{\parallel}^2 + m_{q\perp}^2}$ и $k_{\parallel} = xp_0$ (p_0 — импульс адрона), получаем:

$$\frac{dk_{\parallel} d^2k_{\perp}}{k_0} = \frac{dx d^2k_{\perp}}{\sqrt{x^2 + m_{q\perp}^2/p_0^2}} \approx \frac{dx d^2k_{\perp}}{|x|}. \quad (2.56)$$

Последнее равенство справедливо, если $p_0 \gg \langle m_{q\perp} \rangle$. Сравнивая (2.56) и (2.54), убеждаемся, что распределение достаточно «мягких» партонов по продольным импульсам определяется практически фазовым объемом.

Удобно вместо функции $f(x)$ ввести функцию

$$F(x) = xf(x). \quad (2.57)$$

При $x \ll 1$ $F(x) \approx \text{const}$, а при $1 - x \ll 1$ [см. (2.24)]

$$F(x) \approx f(x) \sim (1-x)^3. \quad (2.58)$$

Интеграл

$$\langle x \rangle = \int F(x) dx \quad (2.59)$$

определяет среднюю долю импульса нуклона, переносимую партонами. Отношение интегралов

$$\langle x_1 \rangle = \int F(x) dx / \int f(x) dx \quad (2.60)$$

определяет среднюю долю продольного импульса, приходящуюся на один партон.

Если ограничиться областью $0,2 \leq x \leq 1$ и считать $f(x) \sim (1-x)^3$, то

$$\langle x \rangle = 0,33. \quad (2.61)$$

Следовательно, в области $x \gtrsim 0,2$ партон в нуклоне немного ($N_q \approx 3$, что свидетельствует в пользу гипотезы партон-кварки, см. § 2.6).

С другой стороны, в области $0 < x \leq 0,2$ число партон

$$N_q \approx 0,32 \int_0^{0,2} \frac{dx}{\sqrt{x^2 + \langle m_{q\perp}^2 \rangle / p_0^2}} \approx 0,32 \ln \frac{p_0}{\langle m_{q\perp} \rangle} \quad (2.62)$$

[см. (2.54), (2.56)]. Заметим, что число партон N_q зависит от системы отсчета.

§ 2.6. Партон-кварки

Гипотеза о том, что партон являются кварками, может быть проверена экспериментально в опытах по глубоконеупругим IN - и νN -взаимодействиям.

Установим сначала следствия из обнаруженного на опыте своеобразного поведения структурных функций нуклона, предполагая существование точечных кварков-партон со спином $1/2$ различных сортов с зарядами ϵ_i и функциями распределения по доле переносимого ими продольного импульса нуклона $f(x) = F_i(x)/x$; $\bar{f}_i(x) = u(x), d(x), s(x)$ для кварков соответствующих типов. При описании глубоконеупругих процессов наряду с переменной x удобно использовать вторую безразмерную переменную:

$$y = \nu/E. \quad (2.63)$$

Тогда дифференциальное сечение процесса глубоконеупругого IN -взаимодействия представляется в виде [см. (2.36)]

$$\frac{d\sigma^{em}}{dx dy} \approx \sum_i \frac{2\pi\alpha^2 \epsilon_i^2}{m_N E x^2 y^2} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_i(x), \quad (2.64)$$

где пренебрегли слагаемыми порядка $m_N/E \ll 1$.

Отметим, что в партонной модели, если партон имеют спин $1/2$, выполняются следующие соотношения между структурными функциями:

$$\nu W_2^{em} = \sum_i \epsilon_i^2 x f_i(x) = \sum_i \epsilon_i^2 F_i(x); \quad (2.65)$$

$$2m_N W_1^{em} = \sum_i \epsilon_i^2 \bar{f}_i(x) = \frac{1}{x} \sum_i \epsilon_i^2 F_i(x); \quad (2.66)$$

$$\nu W_2^{em} = 2m_N x W_1^{em}. \quad (2.67)$$

Дифференциальное сечение глубоконеупругого νN -взаимодействия вычисляется в рамках кварковой партонной модели в предположении, что партонный слабый ток имеет следующий вид [29]:

$$J_j = \cos \theta_c \bar{u} \gamma_j (1 + \gamma_5) d + \sin \theta_c \bar{u} \gamma_j (1 + \gamma_5) s, \quad (2.68)$$

где u, d, s — биспиноры кварков-партон; θ_c — угол Кабиббо, определяющий подавленность «слабых» переходов между партонами с изменением странности. Ток (2.68) не содержит характерной для адрон перенормировки аксиальной части [34], так как партон считаются точечными частицами.

В рамках рассматриваемой модели возможны следующие квазиупругие реакции слабого взаимодействия нейтрино с партонами:

$$\left. \begin{aligned} \nu_\mu + d &\rightarrow \mu^- + u; & \nu_\mu + \bar{u} &\rightarrow \mu^- + \bar{d}; \\ \nu_\mu + s &\rightarrow \mu^- + u; & \nu_\mu + \bar{u} &\rightarrow \mu^- + \bar{s}; \\ \bar{\nu}_\mu + u &\rightarrow \mu^+ + d; & \bar{\nu}_\mu + \bar{d} &\rightarrow \mu^+ + \bar{u}; \\ \bar{\nu}_\mu + u &\rightarrow \mu^+ + s; & \bar{\nu}_\mu + \bar{s} &\rightarrow \mu^+ + \bar{u}. \end{aligned} \right\} \quad (2.69)$$

Вычисление сечений этих реакций проводится на основе лагранжиана слабого взаимодействия [29, 34]:

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_\mu \gamma_j (1 + \gamma_5) u_\nu J_j + \text{э. с.}, \quad (2.70)$$

где лептонный слабый $V-A$ -ток $J_j^l = \bar{u}_\mu \gamma_j (1 - \gamma_5) u_\nu$. Соответствующие расчеты полностью аналогичны вычислениям сечений $\nu e e$ - и $\bar{\nu} e e$ -рассеяния в $V-A$ -теории слабого взаимодействия [34]. Выпишем окончательные результаты для дифференциальных сечений $\nu_\mu N$ - и $\bar{\nu}_\mu N$ -взаимодействий [29]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma^\nu}{dx dy} &= 2\sigma_0 x [d(x) \cos^2 \theta_c + s(x) \sin^2 \theta_c + (1-y)^2 \bar{u}(x)]; \\ \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} &= 2\sigma_0 x [(1-y)^2 u(x) + \bar{d}(x) \cos^2 \theta_c + \bar{s}(x) \sin^2 \theta_c]; \\ \sigma_0 &= G^2 m_N E / \pi \approx 1,5 \cdot 10^{-38} E \text{ см}^2, \end{aligned} \right\} \quad (2.71)$$

где E в ГэВ; $u(x), d(x), s(x), \bar{u}(x), \bar{d}(x), \bar{s}(x)$ — функции распределения кварков и антикварков-партон соответствующего типа в нуклоне. Если существуют кварки с новыми квантовыми числами (например, с очарованием), то в формулах (2.71) следует учесть их вклады. Согласно схеме с четырьмя кварками [35], к слабому кварковому току (2.68) в этом случае следует добавить ток

$$J_j^c = \cos \theta_c \bar{c} \gamma_j (1 + \gamma_5) s - \sin \theta_c \bar{c} \gamma_j (1 + \gamma_5) d. \quad (2.72)$$

В области энергий ниже порога образования очарованных частиц вклад от тока (2.72) равен нулю (если в нуклоне нет c -кварков, от англ. *charm* — очарование), и мы ограничимся здесь рассмотрением схемы

с тремя кварками. Кроме трех структурных (или валентных) кварков, из которых состоит нуклон в статическом пределе, в рассматриваемом случае быстро движущегося нуклона предполагается существование внутри него кварк-антикварковых пар, число которых растет с энергией в рамках партонной картины взаимодействия. В силу зарядовой симметрии число антикварков-партонов \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} в протоне равно числу антикварков \bar{d} , \bar{u} , \bar{s} в нейтроне.

Нейтринные эксперименты проводятся во многих случаях с использованием ядер в качестве мишеней. Для легких ядер числа протонов и нейтронов в ядре можно считать равными и рассчитывать сечения (2.71) на один нуклон ядра, т. е. изучать $\sigma(\nu N) = [\sigma(\nu p) + \sigma(\nu n)]/2$:

$$\frac{d\sigma(\nu N)}{dx dy} = \sigma_0 \{q(x) \cos^2 \theta_c + 2xs(x) \sin^2 \theta_c + (1-y)^2 \bar{q}(x)\}; \quad (2.73)$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu} N)}{dx dy} = \sigma_0 \{(1-y)^2 q(x) + \bar{q}(x) \cos^2 \theta_c + 2xs(x) \sin^2 \theta_c\}, \quad (2.74)$$

где $q(x) = x[u(x) + d(x)]$; $\bar{q}(x) = x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]$. Заметим, что $\sin^2 \theta_c \approx 0,04$, поэтому слагаемые, содержащие множитель $\sin^2 \theta_c$, малы и ими в грубом приближении можно пренебречь.

Проинтегрируем (2.73) и (2.74) по x и y в пределах $0 \leq y \leq 1$, $0 \leq x \leq 1$:

$$\sigma(\nu_\mu N) = \sigma_0 [Q + \bar{Q}/3] = \alpha_\nu E \cdot 10^{-38} \text{ см}^2; \quad (2.75)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu N) = \sigma_0 [Q/3 + \bar{Q}] = \alpha_{\bar{\nu}} E \cdot 10^{-38} \text{ см}^2, \quad (2.76)$$

где $[E] = [\text{ГэВ}]$. Здесь пренебрегалось вкладом странных кварков.

Величины

$$Q = \int_0^1 q(x) dx, \quad (2.77)$$

$$\bar{Q} = \int_0^1 \bar{q}(x) dx \quad (2.78)$$

имеют смысл средних долей импульса нуклона, переносимых кварками u - и d -типов и антикварками \bar{u} - и \bar{d} -типов соответственно.

Линейный рост с энергией сечений (2.75) и (2.76) наблюдается на опыте* в области энергий нейтрино от 1—2 до 200 ГэВ и для антинейтрино от 1—2 до ~100 ГэВ. Параметры α_ν и $\alpha_{\bar{\nu}}$ при сравнении теории с опытом оказываются равными в области энергий до 10 ГэВ: *

$$\alpha_\nu = 0,82 \pm 0,05; \quad \alpha_{\bar{\nu}} = 0,31 \pm 0,02. \quad (2.79)$$

В области энергий от 20 до ~100 ГэВ

$$\alpha_\nu + \alpha_{\bar{\nu}} = 1,11 \pm 0,12, \quad (2.80)$$

* Имеющиеся экспериментальные данные на конец 1976 г. приведены в обзоре [29].

что согласуется с экспериментальными данными (2.79). Если пренебречь вкладом странных кварков в структурную функцию

$$\nu W_2^{\text{em}}(N) = [\nu W_2^{\text{em}}(p) + \nu W_2^{\text{em}}(n)]/2,$$

то интеграл по x от нее выразится через величины Q и \bar{Q} и, следовательно, через сечения нейтринных процессов:

$$\int_0^1 \nu W_2^{\text{em}}(N) dx \approx \frac{5}{18} (Q + \bar{Q}); \quad (2.81)$$

$$\sigma(\nu_\mu N) + \sigma(\bar{\nu}_\mu N) \approx \frac{4}{3} \sigma_0 (Q + \bar{Q}) = (\alpha_\nu + \alpha_{\bar{\nu}}) E \cdot 10^{-38} \text{ см}^2. \quad (2.82)$$

Из сравнения (2.81) и (2.82) можно найти $\alpha_\nu + \alpha_{\bar{\nu}}$, используя данные о глубоконеупругом lN -взаимодействии [29]:

$$\alpha_\nu + \alpha_{\bar{\nu}} \approx \frac{36}{5} \int_0^1 \nu W_2^{\text{em}}(N) dx \approx 1,10 \div 1,20, \quad (2.83)$$

что согласуется с результатом (2.80), полученным из данных нейтринного эксперимента. Численный коэффициент перед интегралом в (2.83) обусловлен зарядами партонов. Таким образом, представление о партонах, как о кварках с дробными зарядами, согласуется с результатами опытов по глубоконеупругим процессам.

Обсудим кратко еще одно важное обстоятельство, которое следует из опыта. Величины Q и \bar{Q} [см. (2.77), (2.78)] являются значениями долей импульса нуклона, приходящихся на кварки и антикварки. Из данных о структурной функции $\nu W_2^{\text{em}}(N)$ (2.81) следует, что

$$Q + \bar{Q} \approx \frac{18}{5} \int_0^1 \nu W_2^{\text{em}}(N) dx \approx 0,55 \div 0,60. \quad (2.84)$$

Результат (2.84) согласуется и с данными нейтринных экспериментов. Кроме того, из данных по νN -взаимодействию [28] следует, что антикварков в нуклоне довольно мало:

$$\bar{Q}/(Q + \bar{Q}) \approx 0,05 \div 0,10. \quad (2.85)$$

Эти результаты свидетельствуют, что в изученной области энергий ($E \leq 30$ ГэВ) кварк-антикварковых пар в нуклонах мало; основной вклад во взаимодействие вносят валентные кварки нуклона. Результат (2.84) означает, что около 40% импульса нуклона переносится частицами, не участвующими в слабых и электромагнитных взаимодействиях.

Полученное противоречие (2.84) разрешается, если приписать недостающий импульс глюонам, посредством обмена которыми взаимодействуют кварки внутри нуклона. Глюоны (предположительно — векторные частицы) испускаются и поглощаются в процессах взаимодействия между кварками. Наиболее существенный результат опытов в глубоконеупругой области — экспериментальное обнаружение точеч-

ных объектов, составляющих нуклоны. Подобные объекты проявляются лишь при взаимодействии высоких энергий и при высоких передачах импульса. Это новая физика: до сих пор нет иных столь же наглядных объяснений экспериментальных данных. Таким образом, основные результаты экспериментов в глубоконеупругой области IN - и νN -взаимодействий не противоречат кварк-глюонной модели нуклона (см. гл. 1) и тем самым дают ей экспериментальное обоснование.

Отметим в заключение этого раздела, что в партонной модели, в которой кварк отождествляется с партоном, предсказывается целый ряд других соотношений между различными характеристиками IN - и νN -процессов, которые мы здесь не обсуждаем (см., например, [26, 29, 35]), но которые согласуются с данными опыта.

§ 2.7. Условие унитарности и сечение взаимодействия точечных частиц

Одна из основных гипотез, лежащих в основе представления о взаимодействии кварков (партонов) между собой или с адроном-мишенью, заключается в допущении превалирования взаимодействия при небольших относительных импульсах сталкивающихся частиц (см. [36, 37] и § 2.8). Тогда во взаимодействии участвуют волны с небольшими орбитальными моментами. В первом приближении уместно полагать, что взаимодействие осуществляется в S -состоянии.

Условие унитарности накладывает следующие ограничения на парциальную амплитуду рассеяния с $l = 0$ в \mathcal{C} -системе (см., например, [38]):

$$|f_0(s)|^2 \leq \text{Im} f_0(s) \leq 1, \quad (2.86)$$

где $f_0(s)$ — парциальная амплитуда упругого рассеяния в s -состоянии. Эти неравенства ограничивают сечение взаимодействия партонов σ_q условиями:

$$\frac{4\pi}{p^{*2}} |f_0(s)|^2 \leq \sigma_q \leq \frac{4\pi}{p^{*2}}, \quad (2.87)$$

где p^* — относительный импульс сталкивающихся партонов. Ограничения (2.87) означают, что с ростом относительного импульса взаимодействие между партонами убывает и эффективно могут взаимодействовать лишь партоны с ограниченными значениями $p^* \sim \langle m_{q\perp} \rangle$ ($\langle m_{q\perp} \rangle$ — поперечная масса партона, $\langle m_{q\perp} \rangle \sim 1$ ГэВ).

При соударении партонов 1 и 2 относительный импульс p^* выражается через быстроты партонов*:

$$p^* = m_q \text{sh} [(y_1 - y_2)/2]. \quad (2.88)$$

Сечение взаимодействия партонов ограничено неравенством:

$$\sigma_q \leq 4\pi / \{m_q^2 \text{sh}^2 [(y_1 - y_2)/2]\} \quad (2.89)$$

* Подробнее о свойствах быстроты см. (3.9), (3.10).

и экспоненциально убывает с ростом разности быстрот сталкивающихся партонов.

Таким образом, сильно взаимодействовать между собой могут лишь партоны (принадлежащие разным сталкивающимся адронам), обладающие разностью быстрот $\Delta y = |y_1 - y_2| \leq 2$.

В \mathcal{L} -системе, где один из адронов покоится, сечение адрон-адронного взаимодействия определяется сечением соударения медленного партона с импульсом $p \sim \langle m_{q\perp} \rangle$, принадлежащего налетающему адрону, с покоящимся адроном-мишенью. Поскольку взаимодействие осуществляется преимущественно в S -состоянии, то для сечения взаимодействия справедлива оценка:

$$\sigma_q \leq 4\pi / [\langle m_{q\perp}^2 \rangle \text{sh}^2 (y/2)], \quad (2.90)$$

где y — быстрота партона, взаимодействующего с покоящимся в \mathcal{L} -системе адроном. Быстрые партоны ($y \gg 1$) имеют малое сечение взаимодействия с адроном-мишенью и поэтому практически не участвуют в процессе взаимодействия. Эти качественные выводы составляют основу для применения партонной модели к взаимодействию адронов при высоких энергиях.

§ 2.8. Партонная модель и сильные взаимодействия адронов

Применение партонной модели к процессам сильного взаимодействия основано на следующих допущениях, которые в основном, вытекают из обсуждавшихся выше экспериментальных фактов и их интерпретации [26, 36, 37].

1. Свободный адрон, движущийся вдоль оси z и обладающий релятивистским импульсом $p_a \gg m_a$ (m_a — масса адрона), виртуально диссоциирует на систему партонов. Упрощенная картина такой диссо-

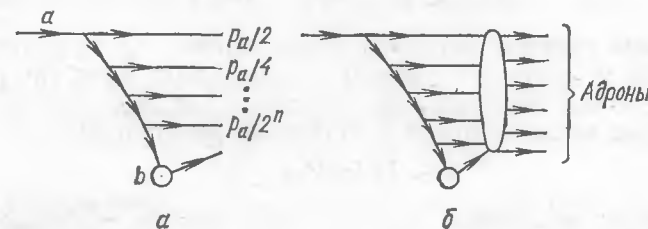


Рис. 2.4. Схема процесса aN -взаимодействия:

a — диссоциация налетающего адрона на систему партонов и взаимодействие медленного партона с адроном-мишенью; b — образование конечного адронного состояния (множественное рождение)

циации изображена на рис. 2.4, a . Здесь для простоты предполагается, что первичный адрон диссоциирует на два партона с импульсами $p_a/2$. Один из образовавшихся партонов также диссоциирует на два партона с одинаковыми импульсами $p_a/4$ и т. д., пока не образуется медленный партон с импульсом $p_q \sim \langle m_{q\perp} \rangle$, который способен провзаимодействовать с покоящимся адроном-мишенью b .

Для осуществления партонной флуктуации, представленной на рис. 2.4, а, необходимо, чтобы взаимодействие партонов характеризовалось достаточно большой константой: вероятность превращения одного партона в два в рассматриваемом примере (см. рис. 2.4, а) должна быть порядка 1/2. Тогда вероятность образования медленного партона после n последовательных распадов оказывается $\sim 2^{-n}$. Следует учесть, что превратиться в два партона мог любой из двух ранее образовавшихся партонов. Существует, следовательно, 2^n возможности для последовательных распадов партонов. В результате получаем, что вероятность партонной флуктуации адрона с образованием медленного партона оказывается порядка единицы [36].

2. Время существования партона из флуктуации адрона на рис. рис.2.4, а в свободном состоянии определяется величиной его импульса [см. (2.47)]:

$$\tau_q \sim p_q/m_{q\perp}^2. \quad (2.91)$$

По истечении времени τ_q партоны превращаются в адроны (рис. 2.4б). Механизм этого превращения не ясен в настоящее время; весьма условно можно считать, что партоны образуют вторичные адроны в результате слияния различных партонов с близкими быстротами или быстрый партон сбрасывает свою энергию, испуская последовательно адроны, до тех пор пока не превратится в медленный партон. При слиянии медленных партонов образуются медленные адроны.

3. Спектр партонов, переносящих долю импульса x первичного адрона, при $x \ll 1$ имеет вид из-за малого сечения взаимодействия между партонами ультрарелятивистского адрона (см. § 2.5 и 2.7):

$$dN_q/dx = f(x) \sim x^{-1}, \quad x \ll 1, \quad (2.92)$$

спектр быстрых партонов убывает при $x \rightarrow 1$

$$f(x) \sim (1-x)^3, \quad x \rightarrow 1. \quad (2.93)$$

В партонном спектре релятивистского адрона, по предположению, практически отсутствуют партоны с импульсами $p_q \leq \langle m_{q\perp} \rangle$.

4. Поперечные импульсы партонов: $\langle p_{q\perp} \rangle \leq m_N$.

5. Среднее число партонов в партонной флуктуации

$$n \sim \ln(p_a/\langle m_{q\perp} \rangle) \quad (2.94)$$

легко оценить: медленный партон с импульсом $p_q \sim \langle m_{q\perp} \rangle$ образуется после n последовательных распадов партонов в цепочке рис. 2.4, а. Если распады двухчастичные, то выполняется соотношение:

$$p_a/2^n \sim \langle m_{q\perp} \rangle, \quad (2.95)$$

из которого и следует оценка (2.94).

6. При достаточно малой передаче импульса партоны флуктуации после того, как медленный партон провзаимодействовал с адроном-мишенью b , «собираются» в первоначальный адрон, т. е. происходит упругое рассеяние адрона. Однако такой процесс маловероятен, так как взаимодействие медленной точечной частицы с мишенью происходит в s -состоянии, когда возможны любые передачи импульса, допускаемые

законами сохранения. При достаточно большой передаче импульса когерентность партонов в партонной флуктуации нарушится: партон после взаимодействия изменит импульс. Поэтому «собрание» флуктуации в первичный адрон затруднено, и происходит процесс превращения этой флуктуации в несколько вторичных адронов — множественное образование адронов (рис. 2.4, б). Эти качественные рассуждения хорошо согласуются с данными опыта.

7. Спектр вторичных адронов по переменной x подобен первоначальному спектру партонов, которые превращаются в адроны после взаимодействия [26]. Часто вместо переменной x , которая не является релятивистски инвариантной переменной, используется быстрота (см. также гл. 3).

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}, \quad (2.96)$$

равная при ограниченных значениях поперечного импульса и при $p_z \gg \gg p_\perp$:

$$y \approx \ln(2E/m_\perp), \quad (2.97)$$

где $m_\perp = (m^2 + p_\perp^2)^{1/2}$; m — масса частицы. После усреднения спектров по p_\perp в партонной модели предполагается подобие распределений по быстротам партонов из флуктуации рис. 2.4 и адронов, в которые превратились эти партоны [26]:

$$dN_q/dy \sim dN_h/dy, \quad (2.98)$$

где N_h — число адронов; N_q — число партонов. Если в партонной флуктуации рис. 2.4 на каждом этапе последовательных распадов продольные импульсы частиц уменьшаются в одно и то же число раз (например, вдвое), то очевидно, что разность быстрот двух партонов, появившихся при двух последовательных распадах, будет

$$y_i - y_{i-1} \approx \ln(E_i/E_{i-1}) \sim \text{const}. \quad (2.99)$$

Следовательно, спектр партонов dN_q/dy и распределение dN_h/dy по быстротам должны быть примерно однородными:

$$dN_q/dy \sim dN_h/dy \sim \text{const}, \quad (2.100)$$

за исключением области самых быстрых частиц ($y \sim y_a$, y_a — быстрота налетающего адрона) и самых медленных частиц ($y \sim 0$), где спектр быстрот плавно уменьшается до нулевого значения. Множественность вторичных адронов согласно распределению (2.100) возрастает с увеличением энергии E_a [сравнить с (2.94)]:

$$N_h = \int_0^{y_a} \frac{dN_h}{dy} dy \sim \ln \frac{E_a}{m_0}, \quad (2.101)$$

где m_0 — характерная масса адрона в данном процессе.

8. Для качественного анализа процессов адрон-адронного взаимодействия в рамках партонной модели полезно основываться на пространственно-временной картине взаимодействия. Согласно принципу

неопределенности, партон с продольным импульсом $p_q (\gg p_{q\perp})$ локализован в продольном направлении в области пространства

$$\Delta z_q \sim 1/p_q. \quad (2.102)$$

Партон с импульсом p_q существует в свободном состоянии в течение времени τ_q (2.91), проходя за это время продольное расстояние:

$$\Delta z_l \sim p_q / \langle m_{q\perp}^2 \rangle. \quad (2.103)$$

Медленные партоны ($p_q \sim \langle m_{q\perp} \rangle$) локализованы в области $\Delta z_M \sim \langle m_{q\perp} \rangle^{-1}$ и «живут» в течение времени $\tau_M \sim \langle m_{q\perp} \rangle^{-1}$. Однако медленные партоны во флуктуации рис. 2.4, а возникают в результате n последовательных распадов, которые осуществляются за время

$$\tau_q(n) \sim p_a / (2 \langle m_{q\perp}^2 \rangle). \quad (2.104)$$

Это время является характерным временем сильного взаимодействия в партонной модели.

Отметим, что время (2.104) растет с увеличением энергии, растут с энергией и продольные расстояния, на которых формируются вторичные адроны [см. (2.103)].

В партонной модели размер релятивистского адрона в продольном направлении определяется областью локализации медленных партонов, которая составляет $\Delta z_M \sim \langle m_{q\perp} \rangle$ и не уменьшается с ростом энергии [37].

Обсудим теперь вопрос о пространственной локализации партонной флуктуации в поперечном (к налетающему пучку адронов) направлении. При испускании партонов на каждом этапе флуктуации рис. 2.4, а вторичный партон приобретает в среднем поперечный импульс $\langle p_{q\perp} \rangle \sim \langle m_{q\perp} \rangle$ и, согласно принципу неопределенности, смещается в поперечном направлении на расстояние $|\mathbf{b}_1| \sim \langle m_{q\perp}^{-1} \rangle$. После n последовательных распадов партон с продольным импульсом $p_a/2^n$ оказывается на прицельном расстоянии

$$|\mathbf{b}_n| \sim |\mathbf{b}_1| \sqrt{n}, \quad (2.105)$$

если процессы последовательных распадов осуществляются независимо друг от друга и векторы \mathbf{b}_1 направлены хаотически в плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка. Если произошло взаимодействие, среднее прицельное расстояние, на котором осуществляется сильное взаимодействие, составит:

$$|\mathbf{b}| \sim \langle m_{q\perp} \rangle^{-1} \ln^{1/2}(p_a / \langle m_{q\perp} \rangle). \quad (2.106)$$

Величина (2.106) характеризует размер партонной флуктуации в поперечном направлении.

В рамках партонной модели взаимодействующий релятивистский адрон соответствует диску с продольным размером $\Delta z \sim \langle m_{q\perp} \rangle^{-1} \sim m_N^{-1}$ и радиусом (2.106). Полное число партонов в этом диске велико [см. (2.95)], но среди них имеется, по крайней мере, один медленный, локализованный на поверхности диска в области с радиусом $\langle m_{q\perp}^{-1} \rangle$. Размер области локализации медленного партона определяет сечение его взаимодействия с обладающим конечными размерами адрон-ми-

шенью в L -системе или с медленным партонном второго взаимодействия релятивистского адрона при столкновении адронов в L -системе. Очевидно, что сечение взаимодействия не будет практически зависеть от энергии соударения адронов, поскольку размеры области локализации медленного партона не зависят от энергии.

Сечение упругого рассеяния адронов в рассматриваемой картине должно падать с ростом энергии. Более вероятен процесс неупругого взаимодействия. Это означает, что процесс взаимодействия носит дифракционный характер: амплитуда упругого рассеяния чисто мнимая. Тогда из оптической теоремы и определения дифференциального сечения упругого рассеяния (см. приложение) следует соотношение:

$$\left. \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi}, \quad (2.107)$$

$t = (p_a - p_a')^2$ — квадрат передачи 4-импульса между налетающим и рассеянным адронами. Полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma_{el} \sim \left. \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right|_{t=0} |t|_{\phi}, \quad (2.108)$$

где $|t_{\phi}| \sim |\mathbf{b}|^{-2} \sim \langle m_{q\perp}^{-2} \rangle \ln^{-1}(p_a / \langle m_{q\perp} \rangle)$ [см. (2.106)]. Если $\sigma_{tot} = \text{const}$, то упругое сечение убывает с энергией [37]:

$$\sigma_{el} \sim \ln^{-1}(p_a / \langle m_{q\perp} \rangle). \quad (2.109)$$

В дальнейшем все полученные соотношения будут оправданы более детальными расчетами в рамках реджеонной модели и обобщены на более сложные случаи образования партонных флуктуаций адрона (см. гл. 3 и 4).

Выше была рассмотрена простейшая из возможных картин образования партонной флуктуации адрона. Следует учитывать возможное одновременное (перекрывающееся во времени и пространстве) существование нескольких партонных флуктуаций типа диаграммы на рис. 2.4, а, содержащих несколько медленных партонов. Существует конечная вероятность того, что с адрон-мишенью произойдет взаимодействие не один, а несколько медленных партонов. В этом случае картина взаимодействия становится уже довольно сложной (см. гл. 4). В частности, если флуктуаций достаточно много, что весьма вероятно при сверхвысоких энергиях (см. гл. 4), то среди них может осуществиться и такая, в которой развитие партонной картины вплоть до медленных партонов будет происходить преимущественно в одном направлении в плоскости прицельных параметров [39]. В этом случае эффективный поперечный размер партонной флуктуации составит:

$$|\mathbf{b}|_{\phi} \sim |\mathbf{b}_1| n \sim \langle m_{q\perp} \rangle^{-1} \ln(p_a / \langle m_{q\perp} \rangle) \quad (2.110)$$

[сравнить с (2.105), (2.106)]. Такой рост радиуса взаимодействия соответствует сечению:

$$\sigma_{tot} \sim |\mathbf{b}_{\phi}^2| \sim \ln^2(p_a / \langle m_{q\perp} \rangle). \quad (2.111)$$

Зависимость (2.111), как можно показать в рамках самых общих постулатов квантовой теории поля, является максимально допустимой в локальной теории (теорема Фруассара, см. приложение). Современные данные указывают на возможность подобного роста полного сечения (см. гл. 4).

Глава 3. МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКАЯ И РЕДЖЕ-ПОЛЮСНАЯ МОДЕЛИ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

§ 3.1. Мультипериферическая «гребенка»

Одним из возможных механизмов образования партонной флуктуации является так называемая мультипериферическая «гребенка», соответствующая ей фейнмановская диаграмма изображена на рис. 3.1, а. Здесь мы рассматриваем кинематические характеристики процесса, которые не зависят от конкретного содержания понятия партон, т.е. изучаются эффекты, не связанные с квантовыми числами частиц.

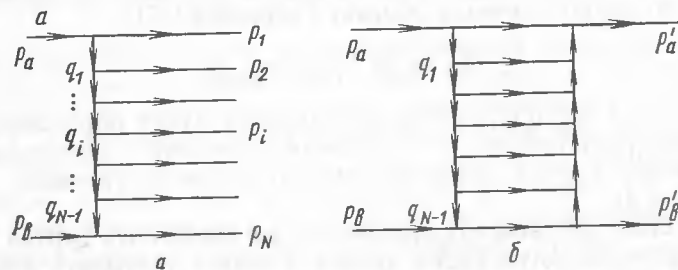


Рис. 3.1. Мультипериферическая диаграмма процесса множественного образования адронов (а) и «лестничная» диаграмма процесса упругого рассеяния (б)

На рис. 3.1, а адрон *a* испускает пару частиц (возможно, партонов), одна из которых опять превращается в два адрона (партона), и так далее, пока не образуется достаточно медленный адрон (партон) с 4-импульсом q_{N-1} . Медленный партон взаимодействует с покоящимся адроном *b*.

Подробная картина взаимодействия называется мультипериферической моделью (см., например, [40—42]). Приведенный пример (рис. 3.1, а) отвечает простейшему варианту модели, когда принимается, что лагранжиан взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \lambda \varphi^3/3!, \quad (3.1)$$

где φ — скалярное поле; λ — константа взаимодействия.

Правила вычисления амплитуды $T(s, t)$ процесса, изображенного на рис. 3.1, а, весьма просты: 1) каждой вершине, в которой сходятся

три линии частиц, сопоставляется множитель λ ; 2) каждой внутренней линии диаграммы (виртуальной частице) сопоставляется пропагатор $(q_i^2 - m_i^2)^{-1}$, где m_i, q_i — масса и 4-импульс частицы; 3) в каждой вершине выполнен закон сохранения 4-импульсов частиц, входящих и выходящих из вершины; 4) сечение процесса, изображенного на рис. 3.1, а, вычисляется по формуле:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 |T|^2}{4 \sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} \prod_{i=1}^N \frac{d^3 p_i}{2E_i (2\pi)^3} \delta^{(4)} \left(p_a + p_b - \sum_{i=1}^N p_i \right), \quad (3.2)$$

где плотность потока сталкивающихся частиц $J = j/(E_a E_b)$. Величина

$$j = \sqrt{p_a^2 p_b^2 - m_a^2 m_b^2} \quad (3.3)$$

называется инвариантной плотностью потока сталкивающихся частиц. Амплитуда процесса T , вычисленная на основе правил 1)–3), составляет:

$$T = \lambda_a \lambda_b \lambda^{N-2} \prod_{i=1}^{N-1} (q_i^2 - m_i^2)^{-1}, \quad (3.4)$$

где специально выделены множители λ_a, λ_b , характеризующие вершины взаимодействия с участием первичных частиц.

Произведение в формуле (3.2) берется по инвариантным фазовым объемам вторичных частиц: $d^3 p_i / [2E_i (2\pi)^3]$; $\delta^{(4)}$ -функция отражает закон сохранения энергии-импульса в процессе, изображенном на рис. 3.1, а. В литературе рассматриваются и более сложные модели, когда в узлах λ мультипериферической гребенки рис. 3.1, а испускаются резонансы и (или) пучки частиц с полными 4-импульсами p_i , а промежуточные состояния с 4-импульсами q_i также могут быть достаточно сложными [42, 43].

Оправданием применения мультипериферических диаграмм к процессам сильного взаимодействия являются следующие соображения. Из опыта известно, что процессы взаимодействия адронов при высоких энергиях осуществляются, в основном, с малыми передачами энергии и импульса между взаимодействующими частицами. Так, средний поперечный импульс вторичных пионов в процессах множественного образования адронов (которые доминируют при энергиях $E_a \gtrsim 10$ ГэВ) составляет всего лишь $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,35$ ГэВ [40—43]. Это наводит на мысль, что обмен между адронами (группами адронов) происходит состояниями с небольшими массами, например пионами, ρ -мезонами и т.п. Согласно принципу неопределенности, малые поперечные импульсы соответствуют большим прицельным параметрам. Поэтому можно думать, что в процессах сильного взаимодействия вторичные адроны (или пучки адронов) пространственно разделены в плоскости прицельных параметров (малое пространственное перекрытие областей их локализации). Эти соображения и приводят к понятию периферичности взаимодействия. Подчеркнем, что механизм испускания пучка адронов из узлов мультипериферической гребенки может иметь непериферический характер. Иногда такие адронные пучки называют фэйрболами или кластера-

ми [43]. Для качественного анализа в дальнейшем будем считать, что вторичные адроны (партоны) с 4-импульсами p_i обладают ограниченными массами (масса пучка, испускаемого в вершине гребенки рис. 3.1, *a*, не растет с энергией). Привлекательность мультипериферической модели обусловлена не только ее простотой, но и тем обстоятельством, что она при небольшом числе предположений позволяет понять многие качественные характеристики сильных взаимодействий [40—43].

Сформулируем основные постулаты, лежащие в основе мультипериферической модели [40—42].

1. Передачи квадрата 4-импульса между узлами мультипериферической цепочки (см. рис. 3.1, *a*) ограничены

$$|q_i^2| \leq m^2, \quad (3.5)$$

где m — характерная масса частиц, участвующих в процессе. Это ограничение соответствует предположению, что пропагаторы обмениваемых состояний и вершинные функции $\lambda(q_i^2)$ убывают достаточно быстро с ростом $|q_i^2|$.

2. Процесс испускания частиц из данного узла λ мультипериферической цепочки (см. рис. 3.1, *a*) слабо зависит от состояний частиц, испускаемых в других узлах. В предельном случае считается, что испускание частиц в различных узлах происходит независимо.

3. Энергии E_i всех частиц, испущенных из узлов мультипериферической цепочки (кроме, может быть, самых нижних на рис. 3.1, *a*), достаточно велики:

$$E_i \approx p_{iz} + m_{i\perp}^2/2p_{iz}, \quad (3.6)$$

где p_{iz} — продольная компонента импульса i -й частицы (ось z выбрана вдоль импульса налетающего адрона \mathbf{p}_a ; адрон b покоится: $\mathbf{p}_b = 0$);

$$m_{i\perp}^2 = m_i^2 + p_{i\perp}^2; \quad (3.7)$$

m_i — масса испущенного адрона; $\mathbf{p}_{i\perp}$ — его импульс ($\mathbf{p}_{i\perp} \perp \mathbf{p}_a$). Для простоты будем считать, что все массы вторичных частиц (кроме, может быть, первой и N -й) одинаковы.

4. Продольные импульсы вторичных частиц — в мультипериферической цепочке последовательно убывают с ростом номера частицы, т.е.

$$x_i = p_{iz}/p_{(i-1)z} < 1. \quad (3.8)$$

Величины x_i предполагаются конечными ($x_i \neq 0$) и не зависящими от первичной энергии. При описании процессов множественного образования часто вместо безразмерной переменной x_i , характеризующей продольный импульс вторичной частицы, используется переменная

$$y_i = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + p_{iz}}{E_i - p_{iz}} = \text{Arsh} \left(\frac{p_{iz}}{m_{i\perp}} \right), \quad (3.9)$$

называемая быстротой частицы. Быстрота y_i при релятивистских преобразованиях вдоль оси z изменяется на аддитивное слагаемое, зависящее от относительной скорости двух систем отсчета:

$$y'_i = y_i + (1/2) \ln [(1+v)/(1-v)], \quad (3.10)$$

где v — скорость штрихованной системы отсчета относительно нештрихованной. Более подробно см., например, [40]. Из условия (3.8) следует, что быстроты частиц гребенки удовлетворяют неравенствам

$$y_N < y_{N-1} < \dots < y_1. \quad (3.11)$$

Из постулатов 1), 3), 4) следует ограниченность поперечных импульсов вторичных частиц и эффективных масс пар частиц, образованных в соседних узлах гребенки. Действительно,

$$|q_i|^2 = - \left(p_a - \sum_{k=1}^i p_k \right)^2 = \kappa_i^2 - \left(1 - x_1 - x_1 x_2 - \dots - \prod_{k=1}^i x_k \right) \times \\ \times \left(m_a^2 - m_{i\perp}^2/x_1 - \dots - m_{i\perp}^2 / \prod_{k=1}^i x_k \right), \quad (3.12)$$

где

$$\kappa_i = \sum_{k=1}^i \mathbf{p}_{k\perp}. \quad (3.13)$$

Рассматривая последовательно все значения κ_i^2 , начиная с $i = 1$, убеждаемся в ограниченности поперечных импульсов $|\mathbf{p}_{i\perp}|$ вторичных частиц. Этот вывод следует из ограниченности $|q_i^2|$, m_i^2 и $x_i < 1$ ($x_i \neq 0$). Квадрат эффективной массы пары соседних частиц равен

$$s_{i, i+1} = (p_i + p_{i+1})^2 \approx (1 + x_{i+1}) (m_{i\perp}^2 + m_{(i+1)\perp}^2/x_{i+1}) - \\ - (\mathbf{p}_{i\perp} + \mathbf{p}_{(i+1)\perp})^2 \quad (3.14)$$

и не увеличивается с ростом E_a при конечных x_i и ограниченных $|\mathbf{p}_{i\perp}|$ ($m_{i\perp}$). Процессы, удовлетворяющие сформулированным выше ограничениям, называются процессами с мультипериферической кинематикой или просто мультипериферическими.

§ 3.2. Основные следствия мультипериферической модели

Перечислим главные следствия мультипериферической модели.

1. Разность быстрот частиц, испускаемых в соседних узлах гребенки (см. рис. 3.1, *a*):

$$\Delta y_i = y_{i+1} - y_i \approx \ln [x_{i+1} m_{i\perp} / m_{(i+1)\perp}] \quad (3.15)$$

не зависит от первичной энергии в силу конечности всех x_i и ограниченности $p_{i\perp}$. В среднем все интервалы Δy_i примерно одинаковы:

$$dN/dy \approx \text{const}. \quad (3.16)$$

Свойство однородности нарушается вблизи кинематических границ при $y \approx y_a$ и $y \approx y_b$. В силу законов сохранения энергии-импульса распределение dN/dy обращается в нуль на кинематических границах. В рамках партонной картины существенно взаимодействие между парто-

нами с разностью быстрот $\Delta y \lesssim 2$ (см. § 2.7). Поэтому можно думать, что однородность распределения (3.16) нарушается в областях:

$$y_a - l \lesssim y \lesssim y_a; \quad (3.17)$$

$$y_b \lesssim y \lesssim y_b + l, \quad (3.18)$$

где $l \sim 2$. Область (3.17) самых быстрых частиц в L -системе получила название области фрагментации налетающей частицы. Область (3.18) соответствует вторичным частицами с ограниченными 3-импульсами в L -системе и называется областью фрагментации адрона-мишени. Область

$$y_b + l \lesssim y \lesssim y_a - l \quad (3.19)$$

называется центральной областью или областью пионизации.

Если $y_a \lesssim 2l$, то центральной области вообще не существует. Для ее появления необходимо, чтобы первичная энергия была достаточно высокой:

$$y_a \gg 2l. \quad (3.20)$$

При достаточно высоких энергиях распределение вторичных частиц по быстротам в центральной области не должно зависеть от сортов сталкивающихся частиц a и b . Это следует из постулата о слабой корреляции между процессами испускания частиц в соседних узлах мультипериферической гребенки.

При энергии, достигнутой в настоящее время на ускорителе ISR*,

$$y_a \approx 2 \ln 2 E_a^* / m_p \lesssim 8 \quad (m_a = m_b = m_p), \quad (3.21)$$

и можно было бы ожидать появления плато (3.16) в распределении вторичных адронов по быстротам. На опыте (см., например, обзоры [45, 46]) пока плато не наблюдается. В области энергий в C -системе $\sqrt{s} = 23 \div 63$ ГэВ в pp -соударении выход π^\pm -мезонов с быстротой $y^* = 0$ (в C -системе) и $p_\perp \lesssim 0,4$ ГэВ/c увеличивается на 30—40% [45, 46]. Это указывает на необходимость более критического анализа мультипериферической модели.

2. Из предсказания (3.16) следует, что множественность вновь образованных частиц должна логарифмически расти с энергией:

$$\langle N \rangle \approx \int_{y_b}^{y_a} \frac{dN}{dy} dy \approx a \ln(y_a - y_b) + b = a \ln \frac{s}{m_p^2} + b, \quad (3.22)$$

где слагаемое b — вклад от областей фрагментации и поправок на неоднородность в центральной области. Это предсказание можно согласовать с опытом вплоть до энергий $E_a \sim 10^{12}$ эВ. Однако данные, полученные при исследовании космических частиц высокой энергии, указывают на более быстрый (возможно, степенной) рост множественности с энергией (см. рис. 3.2, взятый из работ [47, 48]).

* ISR (Intersecting Storage Rings) — пересекающиеся накопительные кольца.

3. Из постулата 2) о квазиинвариантности испускании вторичных частиц в узлах мультипериферической гребенки следует, что их распределение по множественности должно описываться законом Пуассона:

$$\mathcal{P}(N) = \exp(-\langle N \rangle) (\langle N \rangle)^N / N!, \quad (3.23)$$

где $\langle N \rangle$ — средняя множественность (3.22).

На опыте предсказание (3.23) оправдывается плохо. В действительности наблюдается существенно более широкое распределение $\mathcal{P}(N)$, чем следует из закона Пуассона (см., например, [49]).

4. В области фрагментации частицы a ($y_a - l \lesssim y \lesssim y_a$) спектр быстрот вторичных частиц, согласно постулату 2), не должен зависеть от сорта частицы мишени b . Средняя множественность частиц в областях фрагментации в рамках мультипериферической модели не должна изменяться при возрастании энергии. Спектры быстрот здесь зависят только от разности $y_a - y$ (или $y - y_b$) и не должны зависеть от энергии. Эти выводы основаны на мультипериферической кинематике, согласно которой доля энергии, приходящаяся на самые быстрые частицы и на частицы с ограниченными в L -системе импульсами, не зависит от энергии E_a [постулат 4)]

§ 3.3. Общие характеристики инклюзивных процессов

Исследование конкретных каналов процессов множественного образования адронов в адрон-адронных взаимодействиях является сложной задачей из-за большой множественности вторичных адронов и большого числа каналов, которое увеличивается с ростом энергии соударения. Поэтому, как было предложено в работе [50], на опыте изучаются так называемые инклюзивные процессы типа:

$$a + b \rightarrow c + X; \quad (3.24)$$

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + X \text{ и т. д.}, \quad (3.25)$$

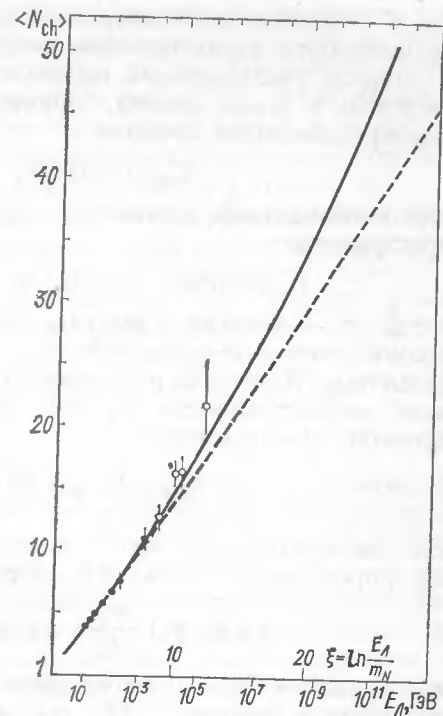


Рис. 3.2. Энергетическая зависимость средней множественности заряженных частиц. Сплошные кривые — модель Фруассона (см. [47, 48, гл. 4])

где X — система недетектируемых адронов; c, c_1, c_2 — адроны определенного сорта, характеристики которых изучаются на опыте. Процесс, в котором анализируется распределение инклюзивного адрона c по энергиям и углам вылета, принято характеризовать инвариантным дифференциальным сечением

$$E_c d^3\sigma(ab)/d^3p_c = f_{ab}(s, p_c) \quad (3.26)$$

или инвариантной плотностью распределения частиц в импульсном пространстве

$$E_c dN_c/d^3p_c = \rho_{ab}(s, p_c) = f_{ab}(s, p_c)/\sigma_{\text{tot}}(ab), \quad (3.27)$$

где E_c, p_c — энергия и импульс детектируемого адрона c ; $\sigma_{\text{tot}}(ab)$ — полное сечение ab -взаимодействия; s — квадрат энергии соударения в Π -системе. Плотность распределения $\rho_{ab}(s, p_c)$ нормирована на среднюю множественность $\langle n_c(ab) \rangle$ адронов сорта c , образующихся в процессе ab -соударения:

$$\int \rho_{ab}(s, p_c) \frac{d^3p_c}{E_c} = \langle n_c(ab) \rangle, \quad (3.28)$$

так как все они могли попасть в детектирующее устройство и быть зарегистрированными. Функция $f_{ab}(s, p_c)$ нормирована следующим образом:

$$\int f_{ab}(s, p_c) \frac{d^3p_c}{E_c} = \langle n_c(ab \rightarrow c) \rangle \sigma_{\text{tot}}(ab \rightarrow c), \quad (3.29)$$

где $\langle n_c(ab \rightarrow c) \rangle$ — средняя множественность адронов сорта c , образованных в реакции (3.24); $\sigma_{\text{tot}}(ab \rightarrow c)$ — полное сечение реакции (3.24) с образованием адронов сорта c ($n_c \geq 1$).

При суммировании по всем сортам адронов получаем

$$\sum_c \int f_{ab}(s, p_c) d^3p_c/E_c = \langle N \rangle \sigma_{\text{tot}}(ab), \quad (3.30)$$

где $\langle N \rangle$ — средняя множественность вторичных адронов, образованных в процессе ab -соударения. В силу релятивистской инвариантности функции $f_{ab}(s, p_c)$ и азимутальной симметрии задачи она может зависеть только от следующего набора переменных:

$$f_{ab}(s, p_c) = f_{ab}(s, y_c, p_{\perp c}) = f_{ab}(s, x, p_{c\parallel}), \quad (3.31)$$

где y_c — быстрота инклюзивного адрона; $x = 2p_{c\parallel}^*/\sqrt{s}$, $p_{c\parallel}^*$ — продольный импульс инклюзивного адрона в Π -системе.

В рамках мультипериферической модели предсказывается масштабно-инвариантное поведение спектров вторичных частиц сорта c (см. § 3.2) [40—42, 51]:

$$E_c d^3N/d^3p_c = \rho_{ab}(s, p_c) = \rho_{ab}(x, p_{c\perp}) = \rho_{ab}(y_a - y, y - y_b, p_{c\perp}). \quad (3.32)$$

Это означает, что спектры явно не зависят от первичной энергии. Зависимость от s входит лишь в безразмерный аргумент x или проявляется как кинематическое ограничение ширины распределения по быстроте y . Свойство (3.32) получило название скейлинга [26] или автотомодельности [52]. При использовании переменной x спектры вторичных частиц не должны изменять свой вид с ростом энергии. На опыте (см., на-

пример, [40, 45, 46, 53]) свойство скейлинга в областях фрагментации выполняется при небольших энергиях первичных адронов ($E_a \approx 10 \div 50$ ГэВ) весьма приближенно. С ростом энергии проявляется тенденция к выполнению скейлинга в областях фрагментации [45, 46, 53].

Отметим далее, что все указанные выше качественные выводы из мультипериферической картины множественного образования обоснованы конкретными расчетами диаграмм типа рис. 3.1, а [51].

В рамках различных модификаций мультипериферической модели проведены многочисленные расчеты характеристик множественных процессов. В области энергий $E_a \geq 10$ ГэВ удается описать многочисленные экспериментальные данные. Не имея возможности обсуждать детали таких расчетов, укажем на подробные обзоры работ этого направления [41—43, 54].

§ 3.4. Метод полюсов Редже

Мультипериферическая модель может быть усовершенствована в рамках метода комплексных моментов (полюсов Редже), который широко используется для анализа и параметризации экспериментальных данных о взаимодействии при высоких энергиях. Метод основан на гипотезе о существовании полюсов парциальной амплитуды рассеяния $f_l(s)$ в правой части верхней полуплоскости комплексных моментов l^* . В нерелятивистской квантовой механике такие полюса действительно существуют в случае, когда потенциал взаимодействия является суперпозицией потенциалов Юкавы. Их положение $\alpha(s)$ оказывается зависящим от энергии. Эти полюса получили название полюсов Редже [38, 55—57]. Рассмотрим кратко модель полюсов Редже.

Пусть парциальная амплитуда (см., например, [38]) процесса взаимодействия в канале

$$a(p_a) + \bar{a}(p_{\bar{a}}) \rightarrow b(p_b) + \bar{b}(p_{\bar{b}}), \quad (3.33)$$

который будем называть t -каналом или каналом аннигиляции, имеет как функцию l полюсной вид

$$f_l(t) = r_l(t)/[l - \alpha(t)]. \quad (3.34)$$

Здесь $t = (p_a + p_{\bar{a}})^2$ — квадрат полной энергии частиц a и \bar{a} в Π -системе t -канала (3.33); p_i — 4-импульсы частиц; переменная $s = (p_a - p_{\bar{b}})^2$ — квадрат переданного 4-импульса в канале (3.33); $\alpha(t)$ — комплексная траектория движущегося в зависимости от энергии \sqrt{t} полюса Редже по переменной l ; $r_l(t)$ — вычет в этом полюсе. Пусть при некотором значении $t = t_R$ вещественная часть траектории проходит через целочисленное значение: $\text{Re} \alpha(t_R) = l_R$. Вблизи $t = t_R$ функцию $\alpha(t)$ можно представить в виде

$$\alpha(t) \approx l_R + i \text{Im} \alpha(t_R) + \alpha'(t_R)(t - t_R). \quad (3.35)$$

* Подробное изложение основ метода комплексных моментов содержится в монографиях [55, 56].

Функция $f_{lR}(t)$ при этом выражается формулой

$$f_{lR}(t) \approx \frac{r_l(t)}{\alpha'(t_R) [t - t_R + i \operatorname{Im} \alpha(t_R) / \alpha'(t_R)]}, \quad (3.36)$$

которая полностью соответствует резонансной брейт-вигнеровской амплитуде [38], если положить:

$$\sqrt{t_R} \Gamma_R = \operatorname{Im} \alpha(t_R) / \alpha'(t_R); \quad (3.37)$$

$$\sqrt{t_R} \Gamma_{aR} \Gamma_{bR} = r_{lR}(t_R) / \alpha'(t_R), \quad (3.38)$$

где Γ_R — полная ширина резонанса; $\Gamma_{a(b)R}$ — парциальные ширины распада резонанса R по каналам; $R \rightarrow a + a'$ и $R \rightarrow b + \bar{b}$; $\sqrt{t_R}$ — масса резонанса. Таким образом, полюс Редже в физической области t -канала ($t \geq 4m_a^2, 4m_b^2$) соответствует брейт-вигнеровскому резонансу, а вещественная часть траектории $\operatorname{Re} \alpha(t)$ при $t = t_R$ — спину этого резонанса. В релятивистском случае амплитуду $T(s, t)$ процесса (3.33) можно продолжить аналитически в область значений $t < 0$ и $s = (p_a - p_b)^2 > (m_a + m_b)^2$, т. е. в физическую область канала рассеяния

$$a(p_a) + b(p_b) \rightarrow a(p_a') + b(p_b'), \quad (3.39)$$

называемого далее s -каналом (см., например, [55, 56]). В этом канале переменная $s = (p_a - p_b)^2 = (p_a + p_b)^2$ играет роль квадрата полной энергии в Π -системе процесса (3.39), а переменная $t = (p_a + p_a')^2 = (p_a - p_a')^2$ — квадрат переданного 4-импульса. Очевидно, что уже при $t \leq 4m_{a,b}^2$ распад резонанса R на реальные физические частицы становится невозможным, в силу чего в этой области $\operatorname{Im} \alpha(t) \sim \Gamma_R(t) = 0$ и траектория полюса $\alpha(t)$ должна быть вещественной функцией t . Отметим, однако, что парциальная ширина $\Gamma_{a(b)R}(t) \neq 0$ потому, что возможен виртуальный переход $R \rightarrow a + \bar{a}, b + \bar{b}$.

Подчеркнем, что указанное выше аналитическое продолжение полной инвариантной амплитуды процесса (3.33), равной следующей сумме по парциальным амплитудам $f_l(t)$ (см. Приложение):

$$T(t, s) = \frac{8\pi\sqrt{t}}{\sqrt{p_a^* p_b^*}} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(t) P_l(\cos \theta_l), \quad (3.40)$$

нетривиально. В формуле (3.40) $p_{a,b}^* = \sqrt{t - 4m_{a,b}^2}$ — модули 3-импульсов частиц a и b в Π -системе t канала. Косинус угла вылета частицы b в t -канале равен

$$z_l = \cos \theta_l = 2(s - m_a^2 - m_b^2 + t/2) / \sqrt{(t - 4m_a^2)(t - 4m_b^2)} \quad (3.41)$$

и в «нефизической» области при $s \gg (m_a^2, m_b^2, |t|)$ формально принимает большие значения: $|z_l| \gg 1$. При этом ряд (3.40) по парциальным амплитудам расходится. Однако ряд (3.40) можно представить в интегральном виде:

$$T(s, t) = -\frac{8\pi\sqrt{t}}{\sqrt{p_a^* p_b^*}} \int_C \frac{(2\alpha+1) f_\alpha(t) P_\alpha(-\cos \theta_l)}{2i \sin(\pi\alpha)} d\alpha, \quad (3.42)$$

где контур интегрирования C представлен на рис. 3.3. $P_\alpha(x)$ — функция Лежандра 1-го рода [58]. Контур C охватывает полюса функции $\sin(\pi\alpha)$ при целочисленных значениях $\alpha = l$. Взяв вычеты в этих полюсах, получаем в точности исходный ряд (3.40). Контур C можно развернуть в контур C' , учтя вычеты в полюсах $f_\alpha(t)$ в правой части верхней полуплоскости комплексного момента α . При этом необходимо, чтобы интеграл (3.42) на большой полуокружности контура C' ($R \rightarrow \infty$) обращался в нуль.

Как показано в работе [59] (см. также [55, 56]), продолжение парциальной амплитуды $f_l(t)$ на комплексные значения l следует совершать отдельно для четных и нечетных значений l . Тогда интеграл по большой полуокружности контура C' ($R \rightarrow \infty$) обращается в нуль. Следовательно, амплитуду $T(s, t)$ можно представить в виде

$$T(s, t) = T^{(+)}(s, t) + T^{(-)}(s, t), \quad (3.43)$$

$$T^{(\sigma)}(s, t) = -\frac{8\pi\sqrt{t}\sigma}{\sqrt{p_a^* p_b^*}} \int_C \frac{(2\alpha+1) f_\alpha(t) P_\alpha^{(\sigma)}(\cos \theta_l)}{2i \sin(\pi\alpha)}, \quad (3.44)$$

где $(\sigma) = (\pm)$ и введено обозначение

$$P_\alpha^{(\sigma)}(z_l) = \frac{1}{2} [P_\alpha(z_l) + \sigma P_\alpha(-z_l)]. \quad (3.45)$$

Подынтегральная функция в выражении (3.44) уже обладает свойствами, необходимыми для перехода от интегрирования по контуру C к интегрированию по контуру C' (см. рис. 3.3). Разделение амплитуды на суммы по четным и нечетным значениям l имеет простое физическое объяснение: оно связано с наличием обменных сил, зависящих от четности орбитального момента состояния.

Величина σ , называемая сигнатурой, является квантовым числом, характеризующим резонансы и соответственно траекторию полюса Редже, проходящую через эти резонансы. Она определяется четностью спина резонанса: $\sigma = (-1)^{l_R}$ для целых l_R , $\sigma = (-1)^{l_R \pm 1/2}$ для полуцелых l_R . Развертывая контур C в контур C' и вычисляя вычеты в полюсах Редже, находим на основе формулы (3.44) следующее выражение для амплитуды рассеяния в s -канале:

$$T^{(\sigma)}(s, t) = \frac{8\pi\sqrt{t}}{\sqrt{p_a^* p_b^*}} \left\{ \sum_{\alpha_R} [2\alpha_R(t) + 1] r_{\alpha_R}(t) \times \right. \\ \left. \times P_{\alpha_R(t)}^{(\sigma)}(z_l) \frac{\pi\sigma}{[-\sin \pi\alpha_R(t)]} + \int \frac{d\alpha (2\alpha+1)}{2i \sin(\pi\alpha)} f_\alpha(t) P_\alpha^{(\sigma)}(z_l) \right\}. \quad (3.46)$$

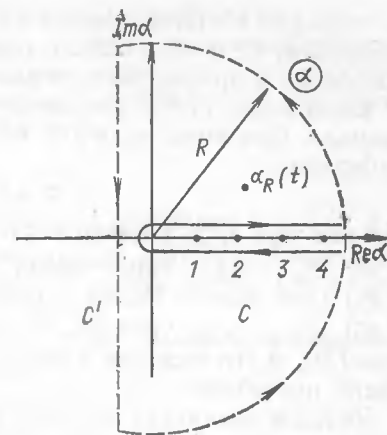


Рис. 3.3. Контур интегрирования в плоскости комплексного момента α для интегрального представления амплитуды рассеяния $T(s, t)$

Интеграл по α в (3.46) берется вдоль прямой, параллельной мнимой оси (например, $\text{Re } \alpha = -1/2$, см. также [55, 591], а сумма — по всем полюсам Редже в правой части верхней полуплоскости α .

Выражение (3.46) допускает продолжение в физическую область s -канала. При этом, если $s \gg m_a^2, m_b^2 \gg |t|$, то параметр z_t оказывается большим:

$$z_t \approx s / (2m_a m_b) \gg 1. \quad (3.47)$$

Так как при $z_t \gg 1$ имеют место асимптотические формулы $P_\alpha(z_t) \sim z_t^\alpha$, $P_\alpha(-z_t) \sim \exp(-i\pi\alpha)z_t^\alpha$ (см. [58]), то основной вклад в сумму (3.46) дают полюса Редже с наибольшими значениями α_R . Интеграл в (3.46) при $z_t \rightarrow \infty$ убывает, по крайней мере, по закону $z_t^{-1/2}$ ($\text{Re } \alpha = -1/2$), и его вкладом в амплитуду при высоких энергиях ($s \rightarrow \infty$) можно пренебречь.

Вклад в амплитуду от полюса Редже при $s \gg m_a^2, m_b^2 \gg |t|$ принято записывать в виде

$$T_R^{(\sigma)}(s, t) = 8\pi s_0 g_a^R(t) g_b^R(t) \eta_R(t) (s/s_0)^{\alpha_R(t)}, \quad (3.48)$$

где сигнатурный множитель определен следующим образом:

$$\eta_R(t) = -\frac{\sigma + \exp(-i\pi\alpha_R(t))}{\sin[\pi\alpha_R(t)]} = \begin{cases} i - \text{ctg} \frac{\pi\alpha_R(t)}{2}, & \sigma = 1; \\ i - \text{tg} \frac{\pi\alpha_R(t)}{2}, & \sigma = -1, \end{cases} \quad (3.49)$$

s_0 — произвольный энергетический масштабный фактор (обычно выбирают $s_0 \simeq 2 \text{ ГэВ}^2$). Все множители, зависящие только от t , включены в факторы $g_a^R, g_b^R(t)$, которые пропорциональны вершинным функциям переходов резонанса R в состояния $a + \bar{a}$ ($b + \bar{b}$), продолженным в область значений $t < 0$. Свойство факторизации вершин брейт-вигнеровской амплитуды (т. е. $f_{IR}(t) \sim \Gamma_{aR}^{1/2} \Gamma_{bR}^{1/2}$), естественно, сохраняется и для вычета в полюсе Редже [55].

Обсудим кратко следствия из гипотезы о полюсах Редже.

1. Амплитуда рассеяния в s -канале должна иметь степенной вид как функция s с показателем степени, зависящим от t (3.48).

2. Все множители, кроме сигнатурного, вещественны.

3. Имеет место факторизация вычетов в полюсах Редже, т. е. неизвестный множитель в формуле (3.48), зависящий от t , представляется в виде произведения вершинных функций $g_a^R(t)$ и $g_b^R(t)$, зависящих от сортов частиц и типа полюса Редже (см. § 3.6).

Эти свойства позволяют установить ряд следствий, которые можно проверить на опыте.

§ 3.5. Реджеон и реджеонные диаграммы

В дальнейшем удобно ввести понятие реджеона как обмениваемого виртуального состояния в t -канале с квантовыми числами резонансов, лежащих на данной траектории $\alpha_R(t)$ (продолженной в область $t < 0$),

и с переменным спином $\alpha_R(t)$. Траектория $\alpha_R(t)$ известна при $t > t_0$ из данных о массах и спинах резонансов (t_0 — порог физической области, где существуют резонансы) и измеряется на опыте при $t < 0$ посредством изучения поведения дифференциальных сечений $d\sigma/dt$ различных двух- и квазидвухчастичных процессов типа

$$a + b \rightarrow c + d \quad (3.50)$$

как функций s при различных фиксированных значениях $t < 0$ (c, d — адроны или адронные резонансы). Функции $g_a^R(t), g_b^R(t)$ также находятся из данных опыта для различных сочетаний сортов частиц a и b . Они универсальны в том смысле, что для данной частицы a и данного полюса R функция $g_a^R(t)$ не зависит от свойств частицы-мишени b .

Высказанные соображения позволяют ввести диаграммную запись амплитуды (рис. 3.4) произвольного квазидвухчастичного процесса (3.50) по следующим правилам.

1. Каждой вершине взаимодействия частиц с реджеоном R соответствует вершинная функция $ig_{ac}^R(t)$ или $ig_{bd}^R(t)$.

2. Внутренней реджеонной линии — реджеону — отвечает полюс Редже с траекторией $\alpha_R(t)$ и сигнатурным множителем $\eta_R(t)$ (3.49). Удобно ввести пропагатор реджеона:

$$D_R(s, t) = -i8\pi s_0 \eta_R(t) (s/s_0)^{\alpha_R(t)}. \quad (3.51)$$

3. Последующие вычисления сечений квазидвухчастичных процессов производятся по стандартным правилам* (см. [31, 32, 44]). Отметим одну тонкость, касающуюся выбора энергетического масштаба s_0 .

Для произвольных масс взаимодействующих частиц параметр z_t (косинус угла вылета вторичной частицы в t -канале) равен

$$z_t = \frac{2t \left(s - \frac{m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2}{2} \right) + (m_c^2 - m_a^2)(m_d^2 - m_b^2) + t^2}{\sqrt{[(m_c^2 - m_a^2 + t)^2 - 4m_a^2][(m_d^2 - m_b^2 + t)^2 - 4m_b^2]}} \quad (3.52)$$

и при конечных $|t| \lesssim m_{a,b,c,d}^2$ и $s \gg m_{a,b,c,d}^2$

$$z_t \approx \frac{2ts}{|m_c^2 - m_a^2| |m_d^2 - m_b^2|}. \quad (3.53)$$

Поэтому вместо s/s_0 , где s_0 — произвольный параметр, удобно при $m_{c,d} \gg m_{a,b}$ в выражении (3.51) использовать другую нормировку, а именно:

$$s/s_0 \rightarrow ss_0 / (m_c^2 m_d^2). \quad (3.54)$$

* В частности, каждой вершине соответствует множитель $(2\pi)^{4\delta_i} \left(\sum_i p_i \right)$, где p_i — 4-импульсы частиц, входящих и выходящих из вершины; по 4-импульсу q каждой внутренней линии проводится интегрирование вида $(2\pi)^{-4} \int d^4q$.

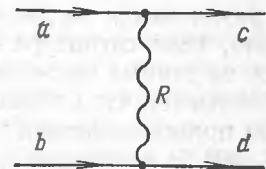


Рис. 3.4. Диаграмма квазидвухчастичного процесса ab -рассеяния с обменом одним реджеоном R

§ 3.6. Свойства траекторий полюсов Редже и полюс Померанчука

Данные опыта свидетельствуют о том, что большинство известных мезонных и барионных резонансов можно расположить на практически прямолинейных траекториях (см. [55, 56]):

$$\operatorname{Re}\{\alpha_R(t)\} = a + bt, \quad (3.55)$$

где $b = \alpha'_R(t) = d\alpha_R/dt$, причем спины резонансов l_R оказываются линейно связанными с квадратом массы*:

$$l_R = a + bt_R \quad (3.56)$$

и различаются на две единицы для данной траектории, как и должно быть, если сигнатура — хорошее квантовое число. Обработка имеющихся данных на основе амплитуд реджевского полюсного вида (3.48) показывает, что в области $t < 0$ траектории остаются также практически прямолинейными вплоть до значений $|t| \simeq 0,5 \div 1$ ($\text{ГэВ}/c^2$) [55, 56, 60]. В настоящее время хорошо известны траектории с квантовыми числами мезонов ρ , ω , A_2 , f , π , K^* , а также барионов N , Δ и другие.

Таблица 3.1

Реджеон	Параметр			
	$\alpha(0)$	$\alpha'(0), \text{ГэВ}^{-2}$	$g_N(0), \text{ГэВ}^{-3}$	$R_N^2, \text{ГэВ}^{-2}$
P	1,063	0,25—0,36	1,86—2,0	1,4—2,3
f	0,45	0,70	2,86	1,55
ω	0,43	1,0	1,74	5,19
ρ	0,49	0,70	0,30	2,0
A_2	0,35	0,70	0,45	1,00

Установленные на основе одной из подгонок экспериментальных данных [60] параметры некоторых (наиболее важных при высоких энергиях) траекторий приводятся в табл. 3.1, где указаны также параметры вершин взаимодействия нуклонов с различными реджеонами, которые часто параметризуются в виде

$$g_a^R(t) = g_a^R(0) \exp(-R_a^2 |t|), \quad (3.57)$$

$g_a^R(0)$ — значение вершины aaR при $t = 0$. Параметр R_a называется реджевским радиусом адрона, величина $\alpha'_R(0)$ — «пересечением», а $\alpha_R(0)$ — наклоном траектории. В табл. 3.1 приведены также параметры полюса P , на траектории которого нет ни одной физической частицы или резонанса. Введение такой траектории, которой приписываются квантовые числа вакуума ($\sigma = 1$, пространственная четность $P = 1$, зарядовая четность $C = 1$, изоспин $T = 0$ и т. д.), диктуется экспериментальными данными о поведении полных сечений взаимодействия адронов (см. ниже).

* В дальнейшем будем рассматривать только мезонные траектории.

Рассмотрим вклад от обмена одним реджеоном в сечение взаимодействия двух адронов a и b . Согласно оптической теореме $\operatorname{Im} T(s, 0) = s\sigma_{\text{tot}}(s)$ и формуле (3.48):

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \operatorname{Im} T_{ab}(s, 0)/s = 8\pi g_a^R(0)g_b^R(0)(s/s_0)^{\alpha_R(0)-1}. \quad (3.58)$$

На опыте сечение $\sigma_{\text{tot}}(s)$ слабо увеличивается с ростом энергии (не сильнее, чем вторая степень логарифма $\sigma_{\text{tot}} \sim \ln^2(s/s_0)$), что допускается теоремой Фруассара [56, 61]; поэтому следует допустить существование полюса с $\alpha_P(0) \approx 1$, который называется вакуумным или полюсом Померанчука P , а соответствующий реджеон — помероном. Ниже будет установлено, что в рамках метода комплексных моментов допускается значение $\alpha_P(0) = 1 + \Delta$, где Δ — малая положительная величина (см. гл. 4).

Как следует из формул (3.48) и (3.49), при $\alpha_P(0) \approx 1$ амплитуда, соответствующая обмену помероном, в области малых $|t|$ оказывается почти чисто мнимой. Такой же результат получается при изучении дифракции на «черном» шаре радиусом R [38]. Поэтому амплитуда обмена помероном отражает, по-видимому, чисто дифракционный характер процессов адрон-адронного взаимодействия в области малых $|t|$ при высоких энергиях. Эта дифракция носит своеобразный характер.

Рассмотрим упругое рассеяние в области малых передач 4-импульса $|t|$. Полная амплитуда ab -рассеяния за счет обмена помероном

$$T_{ab}^P(s, t) \approx i8\pi s g_a^P(0)g_b^P(0) \exp(\Delta\eta') \exp\{-|t|(R_a^2 + R_b^2 + \alpha'_P(0)\eta')\};$$

$$\eta' = (\ln(s/s_0) - i\pi/2) = \eta - i\pi/2; \quad \Delta = \alpha_P(0) - 1. \quad (3.59)$$

Здесь использовалось приближенное равенство $t \approx -q_{\perp}^2$ в области малых углов рассеяния, параметризация вершин (3.57) и траектории:

$$\alpha_P(t) \approx \alpha_P(0) - \alpha'_P(0)q_{\perp}^2. \quad (3.60)$$

Введем следующие удобные обозначения:

$$\lambda_{ab} = R_a^2 + R_b^2 + \alpha'_P(0)\eta'; \quad (3.61)$$

$$z = \gamma_{ab}/\lambda_{ab}; \quad (3.62)$$

$$\gamma_{ab} = g_a^P(0)g_b^P(0) \exp(\Delta\eta'). \quad (3.63)$$

Тогда амплитуда с однопомеронным обменом записывается в виде

$$T_{ab}^P(s, t) \approx i8\pi s \gamma_{ab} \exp[-\lambda_{ab}|t|] = i8\pi s \lambda_{ab} z \exp[-\lambda_{ab}|t|]. \quad (3.64)$$

§ 3.7. Радиус взаимодействия в модели обмена реджеоном и сужение дифракционного конуса в упругом рассеянии

В модели обмена одним помероном парциальная амплитуда в предположении прицельного параметра вычисляется на основе формулы (П.49) (см. Приложение) с учетом соотношения $T(s, t) = 8\pi\sqrt{s} f(s, t)$. При $s \gg m_a^2, m_b^2$ имеем

$$f_{ab}^P(s, b) = \int \exp(-ibq_{\perp}) T_{ab}^P(s, q_{\perp}^2) \frac{d^2 q_{\perp}}{16\pi^2 s} \quad (3.65)$$

или

$$f_{ab}^p(s, b) = (i/2)z \exp[-b^2/(4\lambda_{ab})]. \quad (3.66)$$

Для произвольного полюса Редже $\alpha_R(t)$ в формулу (3.66) следует подставить параметры этого полюса: $\Delta = \alpha_R(0) - 1$, $\alpha'_R(0)$ и др.

Из гауссовой формы зависимости (3.66) от b вытекает, что среднеквадратичное значение параметра соударения при обмене помероном (реджеоном) составляет:

$$\sqrt{\bar{b}^2} = 2 |\lambda_{ab}|^{1/2} \approx 2 \sqrt{R_a^2 + R_b^2 + \alpha'_p(0) \ln(s/s_0)}. \quad (3.67)$$

Величину (3.67) называют эффективным радиусом взаимодействия в плоскости, поперечной оси соударения. Рост радиуса взаимодействия приводит к сужению распределения упругорассеянных частиц по переменной квадрата переданного 4-импульса $|t|$ (или по q_{\perp}^2 , так как $|t| \approx q_{\perp}^2$):

$$d\sigma_{el}(ab)/dt = 4\pi [g_a^p(0) g_b^p(0)]^2 (s/s_0)^{2\alpha_p(0)-2} \times \exp\{-2[R_a^2 + R_b^2 + \alpha'_p(0)\eta] |t|\}. \quad (3.68)$$

С ростом $\eta = \ln(s/s_0)$, т. е. с ростом энергии, ширина распределения (3.68) по $|t|$ уменьшается. Этот эффект, предсказываемый теорией полюсов Редже, называется эффектом сужения дифракционного конуса рассеяния. Параметром наклона дифракционного конуса называется величина

$$B(s) = -\frac{1}{|t|} \ln \frac{d\sigma/dt}{d\sigma/dt|_{t=0}} \approx 2[R_a^2 + R_b^2 + \alpha'_p(0)\eta]. \quad (3.69)$$

Сравнение поведения величины $B(s)$ (3.69) с данными опыта показывает, что в области энергий, доступной современным ускорителям, наклон B в pp -рассеянии увеличивается (см. [60]) с ростом s , что качественно согласуется с предсказанием теории. В других процессах pp , $\pi\pm p$, K^+p для объяснения зависимости $B(s)$ необходимо учесть вклады от полюсов с пересечениями ниже померонного.

Хотя отношение к модели полюсов Редже время от времени становилось скептическим, тем не менее эта модель вновь возрождалась, усложняясь и совершенствуясь. Очень многие экспериментальные результаты по двухчастичным, квазидвухчастичным и даже множественным процессам параметризуются и анализируются в настоящее время в рамках метода комплексных моментов [47—49, 60].

§ 3.8. Связь мультипериферизма с полюсами Редже

Соотношение унитарности (П.24) позволяет оценить вклад мультипериферических процессов в мнимую часть амплитуды рассеяния (см. Приложение). Графически соотношение унитарности представлено на рис. 3.5, из которого следует, что для оценки мнимой части амплитуды рассеяния необходимо вычислить «разрезанную» диаграмму справа. «Неразрезанную» диаграмму такого сорта (см.

рис. 3.1, б) называют лестничной. Амплитуду перехода $ab \rightarrow N$, входящую в соотношение (П.24), можно представить в виде

$$T_{N2} = \lambda_b \prod_{i=1}^{N-1} \lambda_i D_i(t_i), \quad (3.70)$$

где λ_b — константа взаимодействия в самой нижней вершине левой части диаграммы (см. рис. 3.5); λ_i — константы взаимодействия во внутренних вершинах ($\lambda_1 = \lambda_a$) — в самой верхней вершине); $q_i^2 = t_i = \left(\sum_{k=i+1}^N p_k - p_b\right)^2 = \left(p_a - \sum_{k=1}^i p_k\right)^2$ — квадрат передачи 4-импульса от вершины i к вершине $i+1$; p_k — 4-импульсы проме-

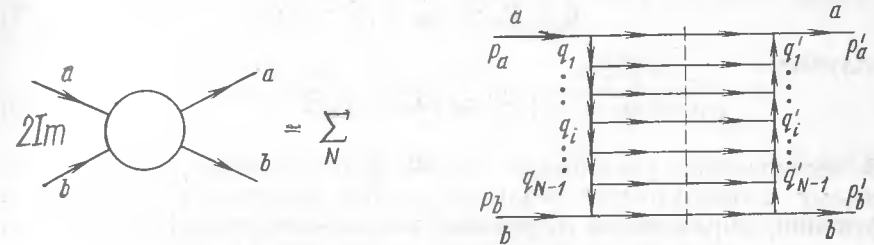


Рис. 3.5. Графическое изображение соотношения унитарности

жуточных частиц; $D_i(t_i)$ — пропагаторы виртуальных частиц, изображаемых вертикальными линиями. В пропагаторах $D_i(t_i)$ эффективно учтены также вклады возможной зависимости вершинных функций от t_i в предположении о факторизации зависимостей по различным переменным t_i . Амплитуда (3.70) входит в левую часть разрезанной диаграммы, изображенной на рис. 3.5.

Из предположения о мультипериферическом характере процесса $ab \rightarrow N$ следует, что функция $D_i(t_i)$ быстро убывает с ростом $|t_i|$. Используя соотношения (3.9) и (3.13), выразим фазовые объемы вторичных частиц в виде

$$d^3p_i/[2E_i(2\pi)^3] = dy_i d^2x_i/[2(2\pi)^3], \quad (3.71)$$

где y_i — быстрота частицы с 4-импульсом p_i ;

$$x_i = -\sum_{k=1}^i p_{k\perp} = \sum_{k=i+1}^N p_{k\perp}.$$

В первом приближении можно считать, что

$$|t_i| \approx x_i^2. \quad (3.72)$$

Согласно соотношению унитарности (П.24) произведение амплитуд процессов $ab \rightarrow N$ и $N \rightarrow ab$ следует проинтегрировать по фазовым объемам частиц системы N .

Правая часть разрезанной диаграммы рис. 3.5 является комплексно-сопряженной амплитудой перехода $N \rightarrow ab$ и равна соответственно

$$T_{2N}^* = \lambda_b \sum_{i=1}^{N-1} \lambda_i D_i(t_i), \quad (3.73)$$

где

$$t_i = \left(p'_a - \sum_{k=1}^i p_k \right)^2 = \left(\sum_{k=i+1}^N p_k - p'_b \right)^2.$$

Обозначая переданный 4-импульс от начальной частицы к конечной

$$q = p_a - p'_a = p'_b - p_b, \quad (3.74)$$

получаем

$$|t'_i| \approx (\kappa_i - q_\perp)^2. \quad (3.75)$$

В соотношении унитарности (П.24) интегрирование по фазовому объему промежуточных реальных частиц проводится с учетом $\delta^{(4)}$ -функции, выражающей сохранение энергии-импульса. Используя соотношения

$$E_i = m_{i\perp} \operatorname{ch} y_i; \quad (3.76)$$

$$p_{i\parallel} = m_{i\perp} \operatorname{sh} y_i \quad (3.77)$$

и считая $y_i \gg 1$, $y_1 \gtrsim y_2 \gtrsim y_3 \gtrsim \dots \gtrsim y_N$, $m_i = m$, получаем (в L -системе)

$$\delta^{(4)} \left(p_a + p_b - \sum_{i=1}^N p_i \right) \approx \frac{1}{2m^2} \delta^{(2)}(\kappa_N) \delta(y_a - y_1) \times \\ \times \delta \left(y_N - \ln \frac{m_\perp}{m} \right) \exp(-y_a). \quad (3.78)$$

Тогда соотношение унитарности (П.24) представляется в виде ($\lambda_i = \lambda$):

$$\operatorname{Im} T(s, t) \approx \frac{\pi \exp(-y_a) \lambda_a^2 G_b^2(q_\perp^2)}{4m^2} \times \\ \times \sum_{N=2}^{N_{\text{макс}}} \lambda^{2N-4} G^{2(N-2)}(q_\perp^2) \int \prod_{i=2}^{N-1} dy_i; \quad (3.79)$$

$$G^2(q_\perp^2) = \lambda^2 \int D(-\kappa_i^2) D[-(\kappa_i - q_\perp)^2] \frac{d^2 \kappa_i}{2(2\pi)^3}; \quad (3.80)$$

$$G_b^2(q_\perp^2) = \lambda_b^2 \int D(-\kappa_{N-1}^2) D[-(\kappa_{N-1} - q_\perp)^2] \frac{d^2 \kappa_{N-1}}{2(2\pi)^3}. \quad (3.81)$$

Интегрирование по y_i в (3.79) проведем в пределах $0 \lesssim y_{N-1} \lesssim y_{N-2} \lesssim \dots \lesssim y_2 \lesssim y_a$, обусловленных мультипериферической кинематикой (3.11). В результате находим ($t \approx -q_\perp^2$):

$$\operatorname{Im} T(s, t) = \frac{\pi \lambda_a^2 G_b^2(t) \exp(-y_a)}{4m^2} \times \\ \times \sum_{N=2}^{N_{\text{макс}}} \frac{G^{2(N-2)}(t) y_a^{N-2}}{(N-2)!}, \quad (3.82)$$

где $N_{\text{макс}}$ — максимальное число частиц, которое может образоваться при соударении адронов a и b с энергией \sqrt{s} в L -системе: $N_{\text{макс}} \leq \leq \sqrt{s}/m$. При $s \rightarrow \infty$, $N_{\text{макс}} \rightarrow \infty$ получаем

$$\operatorname{Im} T(s, t) \approx \frac{\pi \lambda_a^2 G_b^2(t)}{4m^2} \left(\frac{s}{m^2} \right)^{\alpha(t)} = \frac{\pi \lambda_a^2 G_b^2(t)}{4m^2 [-\sin(\pi\alpha(t))]} \times \\ \times \operatorname{Im} \left[\frac{s}{m^2} \exp(-i\pi) \right]^{\alpha(t)}. \quad (3.83)$$

Здесь учтено соотношение $s \approx m^2 \exp(-y_a)$ и введено обозначение $\alpha(t) = G^2(t) - 1$. Аналогичное рассмотрение лестничной диаграммы (см. рис. 3.1, б) с заменой 4-импульсов $p_a \leftrightarrow -p'_a$ позволяет учесть вклад u -канала (обменных сил). Этот вклад при $s \rightarrow \infty$ получается заменой в формуле (3.83) $s \rightarrow u \approx -s = s \exp(i\pi)$. В результате имеем:

$$\operatorname{Im} T^{(\sigma)}(s, t) = \frac{\pi \lambda_a^2 G_b^2(t) \operatorname{Im} [1 + \sigma \exp(-i\pi\alpha(t))]}{4m^2 [-\sin(\pi\alpha(t))]} \left(\frac{s}{m^2} \right)^{\alpha(t)} = \\ = \frac{\pi \lambda_a^2 G_b^2(t)}{4m^2} \left(\frac{s}{m^2} \right)^{\alpha(t)} \operatorname{Im} \eta_\sigma(t), \quad (3.84)$$

где $\eta_\sigma(t)$ — сигнатурный множитель; σ — сигнатура ($\sigma = \pm 1$ в зависимости от того, симметричную или антисимметричную часть амплитуды в t -канале мы рассматриваем). Выражение (3.84) по форме совпадает с реджевской полюсной амплитудой (3.48).

Поскольку при $s \rightarrow \infty$ инвариантный поток $j \approx s/2$, то полное сечение взаимодействия (при $\sigma = 1$):

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \approx \frac{\operatorname{Im} T(s, 0)}{s} \approx \frac{\pi G_a^2(0) G_b^2(0)}{4m^2} \left(\frac{s}{m^2} \right)^{\alpha(0)-1}, \quad (3.85)$$

где $G_a^2(0) = \lambda_a^2/m^2$.

Таким образом, мультипериферическая модель предсказывает степенное поведение мнимой части амплитуды рассеяния при высоких энергиях ($s > m^2$) с вещественным (при $t < 0$) показателем степени $\alpha(t)$, являющимся функцией t . В этом смысле мультипериферизм и является теоретико-полевым обоснованием метода комплексных моментов. Вычисление $\alpha(t)$ и вершинных функций $G_a(t)$ или $G_b(t)$ можно выполнить в рамках конкретных моделей. Было предпринято много подобного рода вычислений, которые проводились в самых различных

предположениях. Главный вывод состоит в том, что процессы упругого рассеяния, квазидвухчастичные процессы типа $a + b \rightarrow c + d$, где c, d — стабильные адроны или резонансы, и множественные процессы могут быть описаны в рамках мультипериферической схемы взаимодействия с учетом достижений метода комплексных моментов (см., например, [41, 42, 54]).

§ 3.9. Модель аддитивных кварков и метод комплексных моментов

В кварковой модели статического адрона (см. гл. 1) последний состоит из трех пространственно-разделенных кварков (барион) или из кварка и антикварка (мезон). Предположим, что свойство пространственного разделения кварков в адронах сохраняется и при их взаимодействиях. Тогда можно выдвинуть гипотезу, что сталкивающиеся адроны взаимодействуют друг с другом квазинезависимо [1, 62]. Если допустить, что при высоких энергиях амплитуда рассеяния не зависит от сортов сталкивающихся кварков и осуществляется за счет обмена померона между взаимодействующими кварками, то амплитуда рассеяния кварков двух различных адронов имеет вид

$$M_{qq}(s_q, t) = T_{qq}(s_q, t)/(8\pi s_q) = \eta_P(t) g_{qqP}^2(0) \exp\{-|t| [2r_q^2 + \alpha_P'(0) \ln(s_q/s_{0q})]\}, \quad (3.86)$$

где $\alpha_P(0) = 1$; функция $g_{qqP}(t) = g_{qqP}(0) \exp(r_q^2 t)$ — вершина взаимодействия померона с кварком; s_{0q} — энергетический масштабный параметр для взаимодействия кварков, выбор которого произволен; r_q — реджевский радиус кварка; $\eta_P(t)$ — сигнатурный множитель померона; s_q — квадрат энергии в Π -системе соударения кварков. Полное сечение кварк-кваркового взаимодействия, согласно оптической теореме, равно

$$\sigma_{\text{tot}}(s_q) = 8\pi M_{qq}(s_q, 0) = 8\pi g_{qqP}^2(0). \quad (3.87)$$

Чтобы вычислить амплитуду адрон-адронного рассеяния в предположении о независимом рассеянии кварков [62], нельзя ограничиться сложением амплитуд (3.86). Дело в том, что, когда речь идет об упругом рассеянии адронов (рис. 3.6, а), необходимо учесть, что 4-импульс q , переданный одному из кварков, должен перераспределиться между остальными кварками адрона. Это происходит за счет взаимодействия между кварками, которое условно изображено штриховыми линиями на рис. 3.6, а (например, обмен глюонами). При этом каждый кварк должен получить примерно одинаковые 4-импульсы, чтобы вся система кварков сохранила свое первоначальное состояние, т. е. осталась адроном того же сорта, что и первичный. Вероятность того,

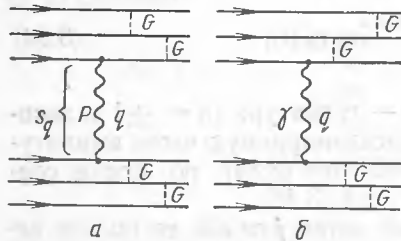


Рис. 3.6. Кварковые диаграммы упругого NN -рассеяния:

а — сильное взаимодействие (обмен померона R); б — электромагнитное взаимодействие (обмен фотоном)

адрон-адронного рассеяния в предположении об аддитивности кварк-кварковых амплитуд рассеяния:

что осуществится такой процесс, характеризуется некоторой функцией $F(t = q^2)$, называемой форм-фактором адрона. При $q^2 = 0$ следует положить $F(0) = 1$. С ростом $|t|$ функция $F(t)$ должна убывать, так как в этом случае когерентность системы трех кварков нарушается все сильнее.

Отметим, что в приведенное выше качественное рассуждение не входит конкретная структура вершины взаимодействия кварка с померонам. Поэтому форм-фактор, связанный с необходимостью перераспределения переданного 4-импульса q между кварками адрона, будет в процессе сильного взаимодействия, осуществляемого через обмен померонам, таким же, как и в электромагнитном процессе с обменом виртуальным γ -квантом (рис. 3.6, б). Отсюда следует, что поведение электромагнитного форм-фактора нуклона $G(t)$ и форм-фактора вершины NNP (P -померон) $F(t)$ как функций t совпадает. Другой результат — совпадение формы электрического и магнитных форм-факторов протона и нейтрона* (с точностью до нормировочных множителей, определенных значениями заряда и магнитных моментов). Этот результат кварковой модели является до настоящего времени единственным объяснением наблюдаемого на опыте соотношения между электрическими и магнитными форм-факторами нуклона [см. (2.7)]:

$$G(t) = G_E^P(t) = G_M^P(t)/g_p = G_M^n(t)/g_n. \quad (3.88)$$

Нарушение равенства (3.88) могло бы характеризовать собственный размер кварка, поскольку взаимодействию γ -кванта с зарядом и аномальным магнитным моментом кварка соответствует различная структура вершины $qq\gamma$ ($\gamma\alpha$) и ($\gamma\alpha\gamma\beta - \gamma\beta\gamma\alpha$) $q\beta$ соответственно, где $\gamma\alpha$ — матрицы Дирака (см. [30]).

Таким образом, выполнение равенства (3.88) свидетельствует в пользу малого радиуса кварков по сравнению с радиусом нуклона. Среднеквадратичный электромагнитный радиус нуклона r_N^2 определяется из соотношения

$$G(t) \approx 1 + tr_N^2/6, \quad (3.89)$$

справедливого при $|t|r_N^2/6 \ll 1$ [22]. Из опыта следует, что $r_N^2 \approx 16 \div 17 \text{ ГэВ}^{-2}$.

Можно, далее, написать выражение для амплитуды адрон-адронного упругого рассеяния в предположении об аддитивности кварк-кварковых амплитуд рассеяния:

$$M_{ab}(s, t) = n_a n_b M_{qq}(s_q, t) G_a(t) G_b(t), \quad (3.90)$$

где n_a, n_b — числа аддитивных кварков в сталкивающихся адронах a и b ; $G_{a,b}(t)$ — их электромагнитные форм-факторы. В случае NN -соударения при высоких энергиях на каждый кварк нуклона в Π -системе приходится энергия $\sqrt{s}/6$ ($\sqrt{s}/2$ — энергия нуклона). Поэтому $s_q = s/9$. В πN -соударении на кварк (антикварк) пиона приходится

* Электрический форм-фактор нейтрона близок к нулю из-за нейтральности нейтрона.