

ген. хр.

Энв. чит. зала

С 324.19

Е-924



ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ

А. В. Ефремов, А. В. Радюшкин

**Партоны, жесткие процессы
и квантовая хромодинамика**

ДУБНА

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 21

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Д. В. Ширков - председатель
А. Т. Филиппов - зам. председателя
А. Н. Сисакян - ученый секретарь

О. А. Займидорога
А. А. Карлов
В. А. Никитин
Ю. П. Попов
В. Р. Саранцева
Н. Б. Скачко

89

81

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

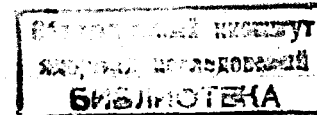
P2 - 12763

А. В. Ефремов, А. В. Радюшкин

ПАРТОНЫ, ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ
И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

114677

Направлено в "Rivista del Nuovo Cimento"



Дубна 1979

Ефремов А.В., Радюшкин А.В.

P2 - 12763

Партоны, жесткие процессы и квантовая хромодинамика

Лекции посвящены нашему сегодняшнему пониманию жестких процессов. Они содержат краткий экскурс в партонную модель, обзор наиболее ярких экспериментальных фактов, качественное объяснение большинства этих фактов, и указания на встретившиеся трудности. Значительное место уделено выводу и модификации партонной модели на основе квантовой хромодинамики, и ее экспериментальному статусу.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Efremov A.V., Radyushkin A.V.

P2 - 12763

Hard Processes, Parton Model and QCD

The review is given of the present-day understanding of hard processes, with the emphasis on the most illuminative experimental results and their qualitative explanation in the framework of the parton model ideas. The difficulties of the parton model approach to hard processes are briefly discussed. A considerable attention is paid to derivation of the (modified) parton model in quantum chromodynamics (QCD) and to experimental status of QCD.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Предисловие

Древнегреческие философы удивляют нас тем, что почти ничего не зная о мире (разумеется, с нашей, сегодняшней точки зрения), они тем не менее правильно угадали логику его строения – сведение великого разнообразия свойств окружающего мира веществ и явлений к комбинации нескольких фундаментальных элементов. Они называли их "земля", "вода", "воздух" и "огонь". Сейчас, 20 веков спустя, мы продолжаем ту же "игру", но называем эти элементы u -, d -, s -, c - и т.д. кварками. Не без основания мы полагаем, что свойства этих кварков, их взаимодействия – ключ к пониманию огромного разнообразия явлений в мире элементарных частиц. Вот почему нам бы хотелось начать обзор не с "зоологии" экспериментальных фактов, а с напоминания о том, чем является в нашем представлении адрон, почему мы считаем его сложным объектом, составленным из кварков-партонов (гл. I). Затем мы пытаемся "угадать", что должно происходить при соударении таких сложных объектов и обсуждаем то, что мы видим на самом деле и как это понять (гл. II).

Разумеется, мы не могли обойти молчанием одно из главных событий последних лет – появление квантовой хромодинамики (КХД), наиболее серьезного претендента на роль теории сильных взаимодействий. Поэтому гл. III посвящена КХД жестких процессов. Последний раздел гл. III посвящен экспериментальному статусу тех модификаций партонной модели, к которым приводит КХД, и тем трудностям, с которыми она сталкивается. Пытаясь сделать изложение более доступным, мы старались избегать громоздких выкладок, но тем не менее, по доступности изложения эта глава несколько уступает предыдущим, хотя окончательный результат – модифицированная партонная

модель с зависящими от Q^2 функциями распределения и эффективной константой взаимодействия, кажется очень простым и естественным.

По мысли авторов, обзор предназначен для первого знакомства с предметом, т.е. основными экспериментальными фактами и теоретическими идеями. По этой причине мы старались избегать переусложнения общей картины деталями и выделяли лишь наиболее яркие факты, которые либо хорошо подтверждают теоретическую картину, либо резко ей противоречат.

ГЛАВА I. АДРОНЫ И ПАРТОНЫ

I. Чем интересны процессы с большой передачей импульса?

Ответом на этот вопрос служит рис. I-1.

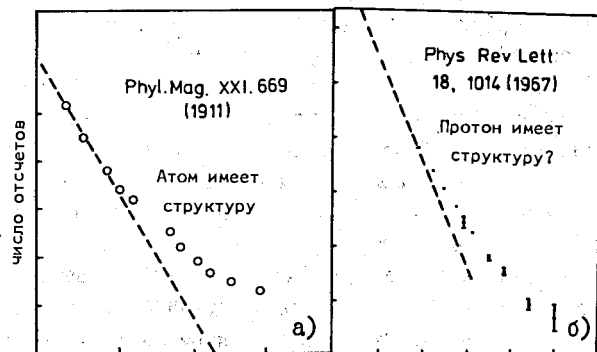


Рис. I-1

Действительно, атомное ядро было обнаружено Резерфордом именно в инклюзивном процессе $d + Au \rightarrow d + X$. (Рис. I-1).

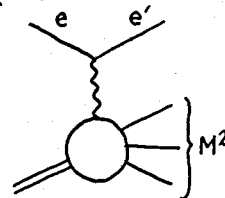
Рост энергии ускорителей за последние годы позволил заглянуть еще глубже. Так, для электронов SLAC доступная область передачи импульса составляет 20 (ГэВ/с)^2 , что позволяет преодолеть расстояние вплоть до $0,4 \text{ фм}$, т.е. заглянуть внутрь протона. Вот что мы там увидели (рис. I-1б). Обычно эта аналогия считается

экспериментальным доказательством сложной структуры протона. Это, однако, не совсем так. Дело в том, что уравнения для формфактора, получавшиеся в теории поля, могут иметь решения, убывающие как некоторая степень передачи импульса Q^2 . Эта возможность связана с появлением на малых расстояниях (больших Q^2) нового закона симметрии - масштабной инвариантности (т.е. инвариантности законов взаимодействия при одинаковом изменении всех расстояний) и появлением нового сохраняющегося квантового числа - т.н. аномальной размерности. В этом случае довольно высокая степень убывания формфакторов

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \sim \frac{1}{Q^4} \left(\frac{\Lambda}{Q}\right)^8; \Lambda = 0.84 \text{ ГэВ/с}$$

означала бы просто большую величину аномальной размерности.

В этом смысле решающими оказались выполненные в 1969 г. в SLAC опыты по глубоконеупругому рассеянию электронов на протонах $e p \rightarrow e X$ в пределе большой передачи импульса Q^2 и большой инвариантной массы системы $X - M_X$, но фиксированном отношении M_X^2/Q^2 (рис. I-2).



$$\begin{aligned} q &= e - e' \\ Q^2 &= -q^2 \\ M^2 &\approx 2pq - Q^2 = \\ &= Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1\right) \\ x &= \frac{Q^2}{2pq} \\ y &= \frac{pq}{pe} \end{aligned}$$

Рис. I-2

Инвариантное сечение в этом пределе с доступной в то время точностью оказалось не зависящим от каких-либо размерных параметров

$$\ell_0 \frac{d\sigma}{d^3\ell'} = \frac{1}{Q^4} \times (\text{функция безразмерных параметров}), (I. I)$$

что противоречит гипотезе о большой аномальной размерности элементарного протона, которая с тем же успехом должна была проявиться и здесь. Чтобы разрешить это противоречие, мы должны предположить наличие в протоне неких точечноподобных составляющих - "партонов" (parts of proton)^{1/}.

Напомним, как из этого предположения получается скейлинг (I. I). Допустим, что

а) партоны точечны, т.е. рассеяние электронов на них определяется первой борновской диаграммой на рис. I-3.

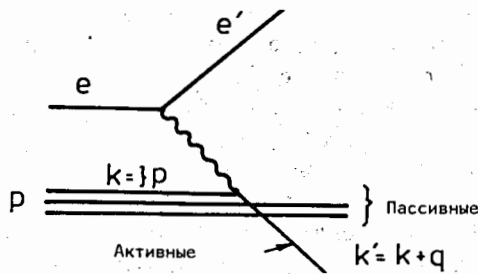


Рис. I-3

б) партоны свободны, т.е. за время пролета электрона (которое невелико из-за лоренцева сокращения) партоны не успевают взаимодействовать друг с другом. Это также свидетельствует о том, что поперечный импульс протонов (т.е. импульс их внутреннего ферми-движения) мал по сравнению с продольной компонентой, $\langle k_{\perp} \rangle \ll k_{\parallel} \approx k_0$;

в) каждый партон несет некоторую долю 4-импульса протона, а $f_{a/A}(\xi)d\xi$ - число партонов сорта "а" в адроне А с импульсом $k = \xi P$. Естественно, что

$$\sum_a \int_0^1 d\xi f_{a/A}(\xi) = 1. \quad (I.2)$$

Инвариантное сечение глубоконеупругого процесса, согласно рис. I-2, будет иметь вид

$$e' \frac{d\sigma}{d^3\ell'} = \sum_a \int d\xi f_{a/A}(\xi) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{e_a \rightarrow e'_a} \left[\frac{d^3k'}{k'_0} \delta^4(k + \ell - k' - \ell') \right] \delta((k+q)^2). \quad (I.3)$$

Тогда в безразмерных переменных

$$x = \frac{Q^2}{2(Pq)}, \quad y = \frac{(Pq)}{(P\ell)} \quad (I.4)$$

(первая оказывается долей импульса, приходящейся на партон, т.к. $\delta((k+q)^2) = \delta(\xi^2 m^2 + 2(Pq)\xi - Q^2) \approx \delta(\xi - x)/2(Pq)$, а вторая - коэффициентом неупругости $(E - E')/E$ в системе покоя протона) сечение (I.3) примет вид

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = 8\pi \left(\frac{\alpha}{Q^2} \right)^2 2(p\ell) \left[xy^2 \frac{F_1(x)}{2} + \left((1-y) - \frac{m}{xy \cdot 2(p\ell)} \right) F_2(x) \right], \quad (I.5)$$

где $(e_a$ - заряд партона в электронных единицах)

$$F_1(x) = \sum_a e_a^2 f_{a/A}(x) \quad (I.6)$$

$$F_2(x) = \sum_a e_a^2 x f_{a/A}(x). \quad (I.7)$$

Подчеркнем, что соотношение $x F_1 = F_2$ является следствием предположенного спина $1/2$.

Это сечение нетрудно также выразить через полные сечения поглощения поперечного и скалярного (продольного) фотона $^{1/}$

$$\sigma_{\perp} = \frac{2\pi e^2}{(Pq)} F_1(x); \quad \sigma_{\parallel} = \frac{2\pi e^2}{(Pq)} \left[\frac{F_2(x)}{x} - F_1(x) \right], \quad (I.8)$$

так что для партона со спином $1/2$

$$R = \frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}} = 0. \quad (I.9)$$

Подобные вычисления для партона со спином 0 дали бы $F_1(x) = 0$, $F_2(x) = \sum_a e_a^2 x f_a(x)$ и $R = \infty$. Наблюдаемое экспериментально малое значение отношения R ($R \approx 0,2 \pm 0,1$) - свидетельство в пользу того, что заряженные партоны имеют спин $1/2$.

2. Быстрые и медленные партоны

Рассмотрим сначала предел упругого рассеяния, когда $M_x^2 \approx Q^2(1/x - 1) \approx m_p^2$. В этом пределе почти весь импульс протона сосредоточен в активном партоне (т.е. $x \approx 1$), а полный импульс массивных партонов ограничен

$$(1-x) \leq m^2/Q^2.$$

Обычно предполагается, что усреднение $F(x)$ по этой области должно давать квадрат формфактора протона, т.е. должно падать с ростом Q^2 как некая степень Q^2

$$\int_{1-m^2/Q^2}^1 F(x) dx \approx F_{el}^2(Q^2) \sim \left(\frac{\Lambda^2}{Q^2}\right)^\gamma$$

Это немедленно приводит к соотношению Дрелла-Яна^{/1-2/}, связывающему поведение функции распределения с упругим формфактором.

$$F(x) \sim (1-x)^{2\gamma-1} \text{ при } x \sim 1. \quad (I.10)$$

Для протонного формфактора, например, экспериментально известно, что $\gamma_p \approx 2$, т.е. ожидается^{*}, что

$$F_p(x) \sim (1-x)^3. \quad (I.11)$$

Противоположный предел "легких" партонов, $x \sim 0$, означает $2(pq) \gg Q^2$. Это реджиевская область фотопоглощения тяжелого виртуального фотона и поэтому здесь можно ожидать приблизительно постоянного сечений

$$\sigma_t \sim A(Q^2) + B(Q^2) \frac{1}{\sqrt{2(pq)}} + \dots$$

За первое слагаемое ответствен обмен помероном, за последующие — обмен ρ, ω — траекториями с интерсептом $\alpha_\rho(0) \approx 0.5$. Для функций распределения партонов это немедленно дает (согласно (I.6), (I.8)):

$$f(x) \sim \frac{a}{x} + \frac{b}{\sqrt{x}} + \dots \text{ при } x \sim 0, \quad (I.12)$$

т.е. полное число партонов с импульсом больше данного $\left(\int_{x_0}^1 f(x) dx\right)$ — логарифмический расчет с ростом импульса.

Заметим также, что поскольку померон переносит квантовые числа вакуума ($\Delta I = 0, \Delta C = 0$), то константа "а" универсальна для p, n, \bar{p} и \bar{n} .

^{*} Экспериментальные данные^{/3/} в настоящий момент лучше согласуются с поведением $(1-x)^\gamma$. В связи с этим еще раз подчеркнем, что соотношение Дрелла-Яна существенно связано с предположением о том, что асимптотика формфактора определяется ситуацией, когда один из партонов несет весь импульс протона. В КХД, по-видимому, ситуация совсем иная.

3. Кварки-партоны

Очень привлекательна гипотеза о том, что партонами являются кварки. Вот некоторые из аргументов в пользу этой гипотезы. (Более подробно о большинстве из них будет говориться ниже).

а) Успех модели независимых кварков^{/4/}, особенно то, что отношение полных сечений

$$\sigma_{pp}^{tot} / \sigma_{pp}^{tot} \approx 2/3.$$

б) Подавленность процессов с обменом экзотическими квантовыми числами.

в) Успех "правила кваркового счета"^{/2,5/} (ПКС) для упругих сечений рассеяния лептонов и адронов на большие углы^{*}

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{s \rightarrow \infty}^{AB \rightarrow CD} \approx (s)^{2-n_A-n_B-n_C-n_D}, \quad (I.13)$$

$s/t = \text{const}$

где n_i — кварковое содержание частицы i (для лептонов и фотона $n=1$). В частности, электромагнитный формфактор адрона A

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{eA \rightarrow eA} \approx \frac{1}{s^2} |F_A|^2; \quad (I.14)$$

$$F_A \approx (Q^2)^{1-n_A},$$

а формфактор перехода

$$F_{A \rightarrow B}^\gamma(Q^2) \approx (Q^2)^{1-(n_A+n_B)/2}; \quad (I.15)$$

г) Двухструйная структура аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны^{/6,7/} и особенно то, что спин струи равен $I/2$.

д) Экспериментально наблюдается сумма квадратов зарядов нестранных партонов (см. ниже)

^{*} Наиболее просто эти правила получаются из размерных соображений^{/5/}. Допустим, что при больших передачах импульса в амплитуде процесса $A+B \rightarrow C+D$ можно пренебречь зависимостью от масс кварков и каких-то других размерных параметров. Тогда матричный элемент $S_{AB \rightarrow CD}$ будет иметь размерность $p^{-(n_A+n_B+n_C+n_D)/2}$ (размерность оператора рождения и уничтожения кварка равна $p^{-3/2}$), а размерность амплитуды процесса

$$\left(\prod (2E_i)^{-1/2}\right) \delta(\Sigma p) f_{AB \rightarrow CD} = S_{AB \rightarrow CD}$$

равна $(p^{-1})^{n_A+n_B+n_C+n_D-4}$.

$$\sum_a e_a^2 = \frac{\int_0^1 dx F_2^{ed}(x)}{\frac{3}{4} \frac{\sigma_{\bar{p}} + \sigma_p}{\sigma_0}} = \frac{5}{9} \text{ с хорошей точностью.} \quad (\text{I.16})$$

Необходимо подчеркнуть, что, принимая гипотезу о кварках-партонах, мы должны предположить, что кварки могут выбиваться из адронов (или распадаться на адроны). Если же они не вылетают, то все наши объяснения скейлинга, струй со спином 1/2 и т.д. становятся сомнительны. Это особенно ясно видно в т.н. брейтовской партонной системе отсчета, где

$$q = (0, -Q, 0, 0) ; P \approx (P, P, 0, 0).$$

Из закона сохранения энергии-импульса для партонного подпроцесса $xP + 0 \approx P_f$, $xP - Q = -P_f$, т.е. $Q = 2Px$, а активный и пассивные партоны после соударения летят в разные стороны с импульсами $-xP$ и $(1-x)P$ (рис. I-4).

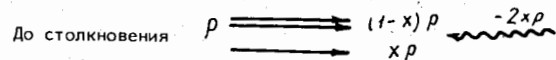


Рис. I-4

После столкновения

В квантовой хромодинамике, где кварки несут "цветовой заряд", а адроны образуют "бесцветную" комбинацию кварков, считается, что по мере разлета выбитого цветного кварка и цветного остатка взаимодействие между ними нарастает, и происходит рождение одной или нескольких пар $q\bar{q}$ с небольшим относительным импульсом, причем самый быстрый антикварк "нейтрализует" выбитый кварк, а самый медленный кварк - нуклонный остаток. Остальные же нейтрализуют друг друга. В результате образуется две струи адронов, летящих в направлении выбитого кварка и нуклонного остатка (рис. I-5). По-видимому, эта картина близка к истине, хотя убедительного доказательства ее пока нет. По этой причине давайте просто считать, что партон - это вылетевший кварк с неопределенной массой, который через короткое время превращается в адроны. Тогда каждый адрон A описывается шестью функциями $f_{a/A}(x)$. Забудьте на время о таких редких вещах, как очарованные кварки и т.п.). Для протона, например, это $f_{u/p}(x) = u_p(x) \equiv u$, $f_{d/p}(x) = d_p(x) \equiv d(x)$, $f_{s/p}(x) = s(x)$, $f_{\bar{u}/p}(x) = \bar{u}(x)$, $f_{\bar{d}/p}(x) = \bar{d}$ и $f_{\bar{s}/p}(x) = \bar{s}$. Естественно, что

$$\int_0^1 (u-\bar{u})dx = 2 ; \int_0^1 (d-\bar{d})dx = 1 ; \int_0^1 (s-\bar{s})dx = 0, \quad (\text{I.17})$$

означающие, что протон содержит два "валентных" u -кварка и один валентный d -кварк. Остальные кварки образуют "море" пар u и \bar{u} , d и \bar{d} , s и \bar{s} . (Формально правила сумм (I.17) являются следствиями квантовых чисел протона: $Q = 1$, $I_3 = 1/2$, $S = 0$).

При $x \rightarrow 0$ число кварков каждого сорта, в соответствии с (I.12), растет вследствие рождения пар $q\bar{q}$ из вакуума. Однако

$$u(x) \approx \bar{u}(x) \approx d(x) \approx \bar{d}(x) \approx a/x ; s(x) \approx \bar{s}(x) = a'/x,$$

благодаря чему интегралы (I.17) оказываются сходящимися.

Поведение функций распределения вблизи $x \approx 1$ связано соотношением Дрелла-Яна с убыванием формфактора^{*}. Если, вдобавок, принять ПКС (I.14), то нетрудно получить

$$f(x) = (1-x)^k ; k = n_A + n_B - 3 \text{ или } k = 2n_{\text{насс}} - 1 \quad (\text{I.18})$$

т.е. $u(x)$, $d(x) \approx (1-x)^3$, а $\bar{u}, \bar{d}, s, \bar{s} \approx (1-x)^5$ (рис. I-6).

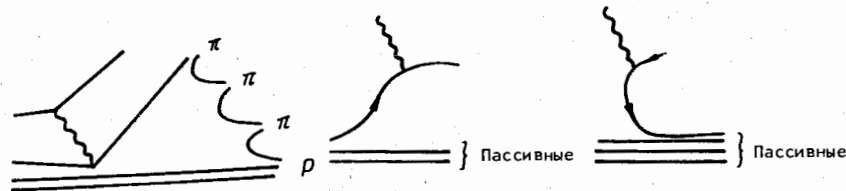


Рис. I-5

Рис. I-6

4. Экспериментальное измерение распределений партонов

Глубоконеупругое электрон-адронное рассеяние - далеко не идеальный процесс для измерения распределений кварков-партонов. Недостаток в том, что электрон чувствует все заряженные партоны (но не чувствует нейтральных). Поэтому

$$F_2^{ep}(x) = \frac{F_2^{ep}}{x} = \frac{4}{9} (u+\bar{u}) + \frac{1}{9} (d+\bar{d}) + \frac{1}{9} (s+\bar{s}), \quad (\text{I.19})$$

^{*} См., однако, примечание на стр. 8. Как будет видно из дальнейшего, экспериментально лучше подходит поведение $(1-x)^4$.

а для нейтрона аналогичный формфактор отличается заменой $u \leftrightarrow d$, т.е.

$$u_n(x) = d(x), \quad d_n(x) = u(x), \quad S_n(x) = S(x),$$

в результате чего

$$F_1^{en}(x) = \frac{4}{9}(d+\bar{d}) + \frac{1}{9}(u+\bar{u}) + \frac{1}{9}(s+\bar{s}). \quad (I.20)$$

Таким образом, здесь нет возможности отличить ни $(u+\bar{u})$ -распределение от $(d+\bar{d})$ и $(s+\bar{s})$, ни u от \bar{u} и т.д.

Более подходящими для этой цели оказываются процессы глубоко-неупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах, поскольку нейтрино чувствует только d - и \bar{u} -кварки, а антинейтрино - u и \bar{d} :

$$\begin{aligned} \nu_\mu d &\rightarrow u \mu^-, & \nu_\mu \bar{u} &\rightarrow \bar{d} \mu^-, \\ \bar{\nu}_\mu u &\rightarrow d \mu^+, & \bar{\nu}_\mu \bar{d} &\rightarrow \bar{u} \mu^+. \end{aligned} \quad (I.21)$$

(Мы здесь пренебрегли взаимодействием с s -кварком, поскольку оно входит с малым множителем $\sin^2 \theta_c \approx 0.04$).

Те же вычисления, которые привели к выражениям (I.3), (I.4), для диаграмм рис. I-7 дают

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dy}\right)^{\nu, \bar{\nu}} = G_c \left[xy \frac{F_1^{\nu, \bar{\nu}}}{2} + (1-y) \frac{m}{xy 2E} F_2^{\nu, \bar{\nu}} \pm xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3^{\nu, \bar{\nu}} \right] \quad (I.22)$$

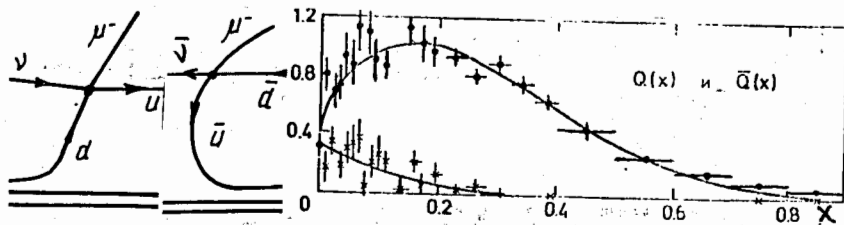


Рис. I-7

Рис. I-8

где $\sigma_0 = G^2 m E / \pi = 1.5 \cdot 10^{-38} \text{ (см}^2/\text{ГэВ)} E$,

$$\begin{aligned} F_1^{\nu p} &= 2(d+\bar{u}), & F_1^{\bar{\nu} p} &= 2(u+\bar{d}), \\ F_3^{\nu p} &= 2(d-\bar{u}), & F_3^{\bar{\nu} p} &= -2(\bar{d}-u). \end{aligned} \quad (I.23)$$

(Слагаемое с F_3 появилось из-за интерференции аксиального и векторного токов).

В пределе $m/E \ll 1$ это выражение для сечения принимает компактный вид:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = 2\sigma_0 x \begin{cases} (d(x) + (1-y)^2 \bar{u}(x)) & \text{для } \nu p \\ (\bar{d}(x) + (1-y)^2 u(x)) & \text{для } \bar{\nu} p, \end{cases} \quad (I.24)$$

из которого ясно, что два члена, отвечающие разным распределениям, имеют разную y -зависимость и, следовательно, различимы экспериментально. К сожалению, в нейтринном эксперименте мы обычно имеем дело с ядерной мишенью с примерно одинаковым числом нейтронов и протонов, поэтому

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dy}\right)_{cp} = \frac{1}{2} [()^p + ()^n] = \sigma_0 \begin{cases} Q(x) + (1-y)^2 \bar{Q}(x) \\ \bar{Q}(x) + (1-y)^2 Q(x), \end{cases} \quad (I.25)$$

где

$$Q(x) = x(u(x) + d(x)); \quad \bar{Q}(x) = x(\bar{u}(x) + \bar{d}(x)).$$

Рис. I-8 показывает, как выглядят эти функции^{8/}. Видно, что вклад антикварков во всей области $x \geq 0.1$ пренебрежимо мал.

Интегрируя (I.25) по x и y , нетрудно получить полное сечение σ^ν и $\sigma^{\bar{\nu}}$, проверить выражение (I.16), а также хорошо известное соотношение $\sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^\nu \approx 1/3$.

Несколько слов о нейтральных и не взаимодействующих с нейтрино партонах. Есть ли такие? Сколь велика их роль? Некоторый свет на этот вопрос проливает вычисления среднего импульса партонов.

Из глубоконеупругого рассеяния известно^{9/}, что

$$\int_0^1 F_2^{ep}(x) dx \approx 0.18, \quad \int_0^1 F_2^{en}(x) dx \approx 0.12.$$

Воспользовавшись (I.22) и (I.23) и пренебрегая вкладом странных кварков, нетрудно найти

$$\begin{aligned} \frac{4}{9} \langle x_u \rangle + \frac{1}{9} \langle x_d \rangle &\approx 0.18, \\ \frac{4}{9} \langle x_d \rangle + \frac{1}{9} \langle x_u \rangle &\approx 0.12, \end{aligned} \quad \left(\langle x_q \rangle = \int_0^1 dx x (f_q + f_{\bar{q}}) \right)$$

т.е. $\langle x_u \rangle \approx 0.36$; $\langle x_d \rangle \approx 0.18$.

Около половины импульса протона приходится на какие-то нейтральные партонны.

Этот дисбаланс в импульсах принято обычно списывать за счет нейтральных глюонов - частиц того "клея", который склеивает кварки в адронах. Глубоконеупругое рассеяние не может ничего сказать нам о распределении этих частиц по импульсам. Наиболее подходящим для этой цели был бы процесс рождения γ -кванта с большим поперечным импульсом в адронных соударениях. Согласно ПКС, мы должны ожидать, что

$$f_{g/p}(x) \sim (1-x)^4 \text{ при } x \rightarrow 1.$$

1.5. Рождение лептонных пар

Хорошей проверкой партонной картины служит процесс рождения лептонной пары с большой инвариантной массой (т.е. "тяжелого фотона") в адронных соударениях, напр., $p+p \rightarrow \mu^+\mu^-X$. Действительно, если адрон есть "сборище" свободных партоннов, то единственным способом образования пары будет аннигиляция кварка a с импульсом αP_A из одного адрона и антикварков \bar{a} с импульсом βP_B - из моря другого (т.н. процесса Дрелла-Яна (рис. I-9)), так что сечение его должно иметь вид:

$$\frac{d\sigma}{dQ} = \sum_a \int d\alpha d\beta (f_{a/A}(\alpha) f_{\bar{a}/B}(\beta) + A \leftrightarrow B) \frac{d\sigma}{dQ} \Big|_{a\bar{a} \rightarrow \mu^+\mu^-}$$

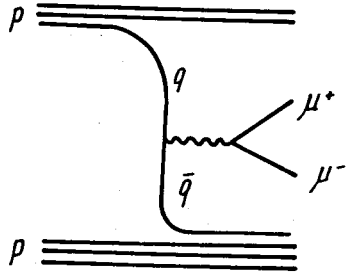


Рис. I-9

Стандартные вычисления дают

$$\frac{d\sigma}{dQ dy} \Big|_{y=0} = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2} \sum_a (f_{a/A}(\bar{r}) f_{\bar{a}/B}(\bar{r}) + A \leftrightarrow B) e_a^2, \quad (I.26)$$

где $\tau = Q/\sqrt{s}$. На рис. I-10 представлено экспериментальное сечение и теоретическое предсказание с использованием функций распределения, полученных из глубоконеупругого рассеяния^{9/}.

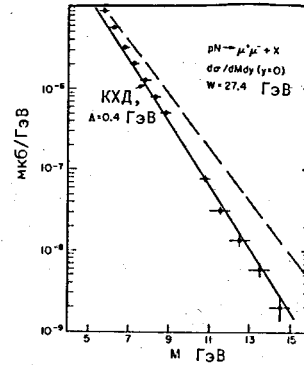


Рис. I-10

Процесс рождения лептонных пар служит также хорошим "партонометром", т.е. средством для измерения распределения партоннов для нестабильных частиц. Измеряя, напр., рождение пар в пионном пучке $\pi^+ p \rightarrow \mu^+\mu^-X$ и зная распределение кварков в протоне, можно получить распределение антикварков в пионе. Недавние измерения группы Чикаго-Принстон^{9/} дали следующий результат (рис. I-II),

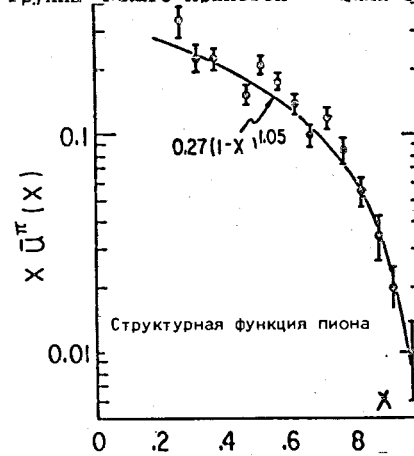


Рис. I-II

который хорошо согласуется с ПКС (I.20)

$$x \bar{u}_{\pi^-}(x) = 0.27 (1-x)^{1.05}$$

Интересно, что рождение димюнов в пионном пучке позволяет проверить сам механизм Дрелла-Яна, одним из следствий которого является угловое распределение μ^+ по отношению к пионному пучку в системе покоя $\mu^+\mu^-$. Оно должно иметь вид $1 + \cos^2\theta$ (т.е. такой же, как и в аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). Отбор событий с малым поперечным импульсом пары действительно дал распределение этого вида [9].

Другим следствием является отношение сечений рождения в пучках π^+ и π^- на изотоп-инвариантной мишени (напр. C^{12}). Поскольку в π^+ -мезоне аннигилирует \bar{d} -кварк, а в π^- - \bar{u} -кварк, это отношение должно стремиться к $1/4$ (отношению квадратов зарядов соответствующих кварков) при $Q/\sqrt{s} \rightarrow 1$. Это явление также было наблюдено экспериментально (рис. I-12).

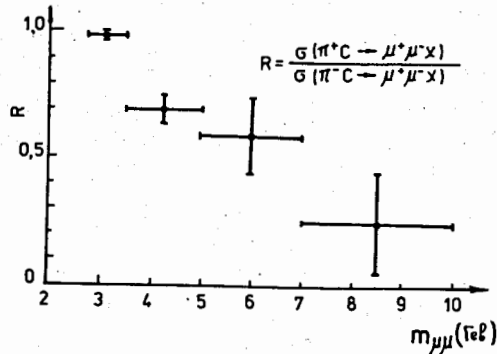


Рис. I-12

I.6. Адроны в партонах

Очень важным элементом партонной картины является превращение партона в адроны. Обратимся снова к брейтовской системе партона (рис. I-4), в которой выбитый партон летит влево с импульсом xP . В духе партонной модели естественно предположить, что:

а) вероятность найти адрон H с импульсом p' в том же направлении, что и партон, есть произведение вероятности выбивания партона "а"

$$w_a(x) = \frac{e_a^2 f_a(x)}{\sum e_a^2 f_a(x)}$$

и вероятности превращения его в адрон H : $D_{H/a}(z)$, которая зависит только от доли импульса партона, уносимой адроном, т.е. от

$$z = \frac{p'}{xp} = \frac{(pp')}{(Pp)}; \quad 0 < z < 1 \quad (I.27)$$

(в области $z < 0$ мы имеем дело с фрагментами адронного "остатка");

б) компонента импульса, поперечного к направлению вылета партона, предполагается пренебрежимо малой.

Распределение адронов, таким образом, принимает вид

$$D_H(x, z) = \sum_a D_{H/a}(z) w_a(x).$$

Для глубоконеупругого рассеяния нейтрино, например, $\nu(\bar{\nu})p \rightarrow \mu^-(\mu^+) + H + X$, это означает

$$\frac{d\sigma}{dx} = 2\sigma_0 x \left\{ \begin{aligned} & [d(x)D_{H/u}(z) + (1-\gamma)^2 \bar{u}(x)D_{H/\bar{d}}(z)] \text{ для } \nu p \\ & [\bar{d}(x)D_{H/\bar{u}}(z) + (1-\gamma)^2 u(x)D_{H/d}(z)] \text{ для } \bar{\nu} p. \end{aligned} \right. \quad (I.28)$$

Остановимся на свойствах функций $D(z)$. Естественно считать, что наиболее быстрые адроны ($z \approx 1$) должны помнить квантовые числа партона-родителя, а поэтому поведение $D(z)$ при $z \rightarrow 1$ должно зависеть от того, сколько "пассивных" кварков из вакуума должен подхватить партон, чтобы превратиться в адрон H . Чем больше их нужно, тем быстрее должна падать функция $D_{H/a}(z)$ при $z \rightarrow 1$. Обычно предполагают, что

$$D_{H/a}(z) \sim (1-z)^k,$$

где k находится по тем же правилам кваркового счета (I.20), что и для функции $f_{a/H}$.

Медленные адроны ($z \approx 0$), наоборот, должны забывать своего родителя, и поэтому их распределение должно быть универсальным, типа:

$$D(z) \sim \frac{a}{z} \quad \text{при } z \rightarrow 0. \quad (I.29)$$

Разумеется, распределения должны удовлетворять законам сохранения импульса, заряда и т.д., т.е.

$$\sum_H \int_0^1 z D_{H/a}(z) dz = 1 \quad (I.30)$$

$$\sum_H Q_H \int_0^1 (D_{H/a}(z) - D_{\bar{H}/a}(z)) dz = Q_q \quad \text{и т.д.}$$

Ясно также, что

$$\int_{z_{\min}}^1 D_{H/a}(z) dz = \langle n_H \rangle \quad (I.31)$$

имеет смысл средней множественности адронов H , которая, согласно (I.29), логарифмически растет с ростом импульса кварка (уменьшение z_{\min}).

Для экспериментального определения $D(z)$ можно воспользоваться (I.28). Различная γ -зависимость двух слагаемых снова дает возможность разделить их. В некоторых случаях, однако, процедура упрощается свойствами симметрии. Например, для процесса $\nu p \rightarrow \pi^\pm \mu^- X$ зарядовая ($q \leftrightarrow \bar{q}$) и изотопическая ($u \leftrightarrow d$) инвариантности дают

$$D_{\pi^+/u} = D_{\pi^-/\bar{u}} = D_{\pi^+/\bar{d}}$$

$$D_{\pi^-/u} = D_{\pi^+/u} = D_{\pi^-/\bar{d}},$$

так что из (I.24), (I.28) следует

$$\frac{dN^{\pm} H^{\pm}}{dz} = \frac{(d\sigma/dx dy dz)^{\nu p \rightarrow \pi^\pm}}{(d\sigma/dx dy)^{\nu p}} = D_{\pi^\pm/u}(z).$$

На рис. I-10 представлены экспериментальные данные^{/I3/} для H^+ и H^- . Эти данные хорошо описываются формой:

$$D_{H^+/u} = 10e^{-5z}, \quad D_{H^-/u} = 10e^{-7.5z}$$

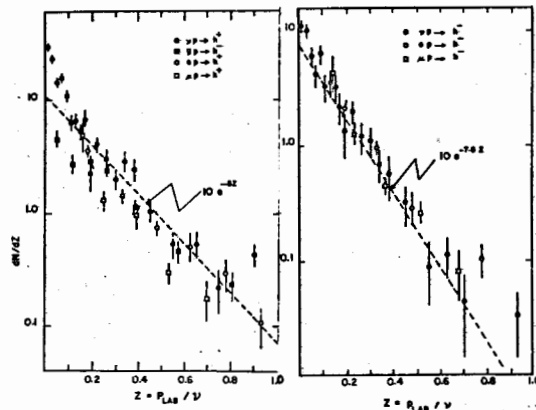


Рис. I-13

Обратите внимание на универсальность функций распределения в ν^- , e^- , и μ^- -пучках. Это еще одно подтверждение положения партонной модели о независимости процесса фрагментации кварка от способа его выбивания.

Интересно попытаться "вычислить" заряд u -кварка:

$$e_u = \int_0^1 dz (D_{\pi^+/u}(z) - D_{\pi^-/u}(z)) \approx 10 \left(\frac{1}{5} - \frac{1}{7.5} \right) = \frac{2}{3}.$$

Впрочем, точность данных $\approx 30\%$. В настоящий момент экспериментальные данные не дают возможности определить другие распадные функции $D(z)$, и теоретикам приходится восполнять этот недостаток своими гипотезами (напр., ПКС, счетом диаграмм, и т.п.).

Впрочем, точность самих данных составляет пока около 30%, и главная неопределенность идет за счет частиц с малым импульсом ($\leq \langle k_T \rangle$), которые не могут с определенностью быть отнесены к какой-то одной струе (кварка или остатка). Однако с ростом Q^2 и, следовательно, полного импульса струи, эта неопределенность попадает в область все меньших и меньших интервалов z , и ее вклад в интеграл падает.

Таким образом, измеряя средние квантовые числа струи, мы, в принципе, можем измерить квантовые числа кварков.

Однако, по-видимому, мы еще весьма далеки от понимания процесса фрагментации. Так, существуют данные о том, что в глубоко-неупругом $e p$ - и $e d$ -рассеянии наклоны в распределениях π^+ и π^- совершенно одинаковы, вопреки тому, что мы видели из рис. I-13. Удивляет также большое число тяжелых частиц (и особенно протонов) в спектре фрагментации кварка $^{1/3}$ (рис. I-14).

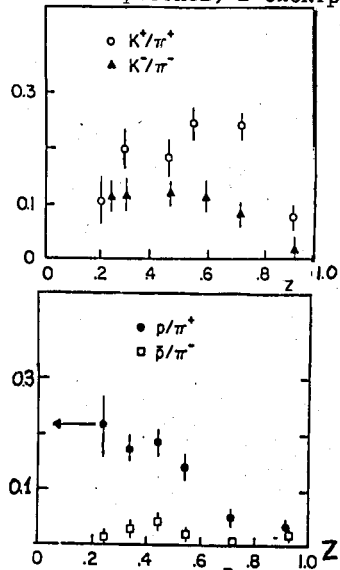


Рис. I-14

Ряд проблем связан с распределением продуктов фрагментации по поперечному импульсу, на которых мы остановимся ниже.

7. Трудности картины свободных партонов

Наряду с несомненными успехами наивной партонной картины, более тщательное изучение жестких процессов выявило и целый ряд трудностей.

а) Прежде всего, более точные измерения глубоконеупругих процессов $e p$ - и $e p$ -рассеяния $^{1/2}$ показали, что скейлинг $\sqrt{W_2}$ оказывается лишь приближенным, что эта величина зависит не только от x , но и от Q^2 , причем весьма специфическим образом. Если эту зависимость параметризовать в виде

$$\sqrt{W_2}(x, Q^2) = F_2(x) (Q/Q_0)^{b(x)}$$

то степень b оказывается положительной в области малых x и отрицательной — в области $x \gtrsim 0.2$ (рис. I-15). Причина этого состоит в том, что с точки зрения квантовой теории поля, как будет показано ниже, партоны могут считаться невзаимодействующими только тогда, когда их эффективная константа связи достаточно быстро ($< 1/\log Q^2$) убывает с уменьшением расстояния между партонами. В противном случае мы уже не можем пренебречь взаимодействием партонов, т.е. радиационными поправками на излучение глюонов и фактора партона типа рис. I-16,

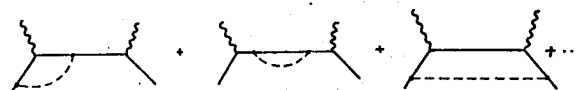


Рис. I-16

которые приводят к логарифмическому росту $\sqrt{W_2}$, не компенсируемому убыванием эффективной константы взаимодействия.

б) Вторая трудность связана с поведением отношения $R = \sigma_L / \sigma_T$. Как уже говорилось (см. (I.19)), эта величина должна быть нулевой (точнее, должна убывать как $4(m_q^2 + \langle k_T^2 \rangle) / Q^2$, где m_q и $\langle k_T^2 \rangle$ — суть масса кварка и средний поперечный импульс внутреннего движения $^{1/1}$). Хотя измерение этой величины затруднено необходимостью изучения угловой зависимости поведения сечения глубоконеупругого рассеяния (см. (I.3)), все, что известно сейчас, говорит в пользу непонятного ее постоянства $^{1/2}$ при изменении Q^2 (рис. I.17). Что это означает? Примесь заряженных глюонов? Или постоянство эффективной константы взаимодействия партонов на малых расстояниях? По-видимому, здесь следует подождать более точных экспериментальных данных.

в) Третья трудность связана с внутренним (поперечным) движением ("ферми-движением") партонов в адроне и адронов в партоне. Одним из основных постулатов партонной модели является ограниченность поперечного импульса партонов, т.е. достаточно быстрое спадание числа партонов с ростом поперечного импульса. Эти представ-

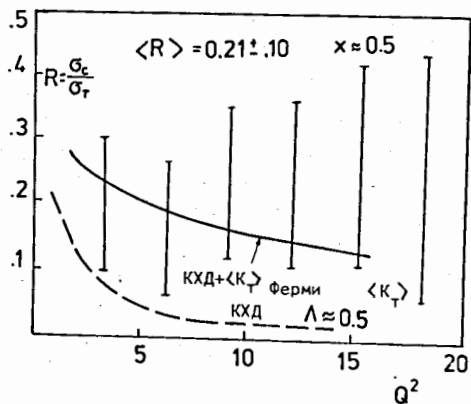


Рис. I-17

ления были навеяны удивительной универсальностью распределения адронов по поперечному импульсу в процессах множественного рождения адронов.

Возможна, однако, и прямая экспериментальная проверка. Действительно, обратимся к процессу рождения тяжелой лептонной пары (рис. I-9). Если он действительно идет через механизм однофотонной аннигиляции, то поперечное движение пары может возникнуть только за счет поперечного движения партонов. Следовательно, и распределение по поперечному импульсу и средний поперечный импульс пары должны повторять ($\langle Q_{\perp}^2 \rangle = 2 \langle k_{\perp}^2 \rangle$) распределение партонов в адроне. На рис. I-18 представлена^{19/} зависимость $\langle Q_{\perp} \rangle$ от $Q_{\mu\mu}$. Видно, что $\langle Q_{\perp} \rangle$ сначала растет с ростом $Q_{\mu\mu}$ (как это и следовало бы из $R = \text{const}$), а затем выходит на постоянное значение, соответствующее $\langle k_{\perp}^2 \rangle \approx (0,6 \text{ ГэВ/с})^2$. Столь большая величина поперечного импульса несколько неожиданна для партонной модели. К тому же наблюдается некоторая несогласованность его поведения с поведением среднего поперечного импульса адронов в глубоконеупругих процессах. Действительно, этот поперечный импульс складывался из поперечного импульса выбитого партона, (причем адрону достается \bar{z} -тая доля этого импульса), и

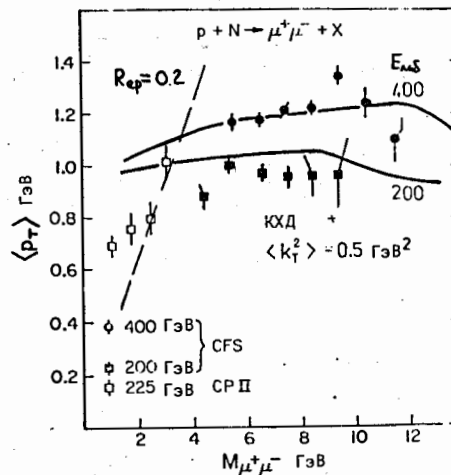


Рис. I-18

поперечного импульса адрона в партоне $\langle P_{1j}^2 \rangle$

$$\langle P_{1j}^2 \rangle \approx \bar{z}^2 \langle k_{1j}^2 \rangle + \langle P_{1j}^2 \rangle,$$

который измеряется из распределения по поперечному импульсу адронов в струях при аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны^{17/} (рис. I-19), он также зависит от доли \bar{z} и при $\bar{z} \approx 0.5$ составляет, примерно, $0,13 \text{ (ГэВ/с)}^2$.

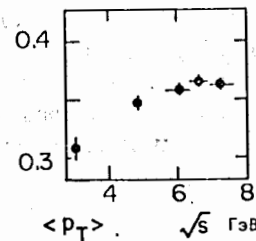


Рис. I-19

Беличина $\langle P_1^2 \rangle$ проявляет удивительное постоянство с изменением Q^2 , тогда как величина $\langle k_1^2 \rangle$, как мы видели выше, довольно сильно зависит от Q^2 в этой же области изменения Q^2 . К тому же совершенно непонятен рост величины $\langle P_1^2 \rangle$ с энергией W_T (рис. I.20).

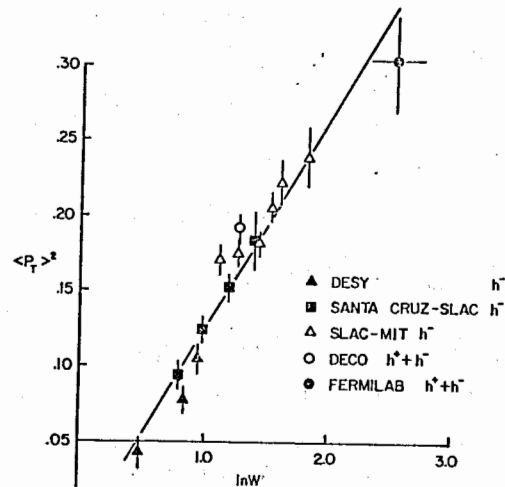


Рис. I-20

Главной причиной этих неприятностей является, по-видимому, слишком большой поперечный импульс партонов. Поскольку он возникает за счет взаимодействия партонов, это означает, что оно оказывается слишком существенным, для того чтобы полностью пренебречь им. Однако наиболее ярким проявлением взаимодействия являются процессы рождения адронов с большим поперечным импульсом.

Литература к гл. I.

1. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами. Мир, М., 1975.
2. D.Sivers, S.Brodsky, R.Blankenbecler, Phys.Rep. 23C, 1 (1976).
3. В.И.Захаров. Труды Тбилисской конференции по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-10400,Дубна,1977,т.2,стр.В69.
4. Я.Коккеде. Теория кварков. Мир, М.,1971.
5. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cim.Lett, 7, 719 (1975).
6. G.Hanson, Proc. of Tbilisi Conf. on High Energy Phys. v. I, p. 131, 1976.
7. M.Jacob. Symposium on "Jets in High Energy Collisions", Niels Bohr Inst.-Nordita, 1978.
8. См. напр. P.Landshoff, Proc. of London conf. on H.E.Phys. 1974, p. V-57.
9. L.Lederman, Proc. of Tokio Conf. on High Energy Phys., 1978, p.706.
10. A.A.Seidl, Proc. of 7-th Intern. Collog. on Multipart. React., Tutzing, 1976, p. 413.
11. L.N.Hand, Proc. of Intern. Symp. on Lepton and Photon Intern. at High Energy, Hamburg. 1977, p. 417.
12. E.Gabathuler, Proc. of Tokyo Conf. on High Energy Phys., 1978, p. 84I.

ГЛАВА II. АДРОНЫ С БОЛЬШИМ ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. Экспериментальная картина

1. Введение

Лептоны — почти идеальный инструмент для изучения структуры адронов, рассмотрения всех "колесиков" и пружинки адронного механизма. Однако как работает этот механизм? Как партоны взаимодействуют друг с другом? У нас нет другой возможности изучать это, иначе чем бить "одними часами по другим", т.е. сталкивать адрон с адроном и смотреть, что из этого выйдет.

Ясно, что партоны-кварки должны взаимодействовать, чтобы образовать такую связанную систему, как адрон. Согласно партонной картине, это взаимодействие затрагивает, по-видимому, только "близкие" по быстройте партоны ($\delta_{ik} \approx \langle k_{\perp}^2 \rangle$) и не распространяется на большинство партонного обмена. Иначе в процессах множественного рождения было бы трудно понять эффекты лидирования и подобие распределения вторичных частиц в центральной области. Однако это взаимодействие разрушает когерентность партонов в сталкивающихся адронах и заставляет эти состояния перестраиваться в новые многоадронные состояния. Поэтому естественно ожидать:

а) ограниченных значений поперечного импульса вторичных адронов, $\sim \exp(-2p_{\perp}/\langle p_{\perp} \rangle)$, что просто отражает характерный размер адронов;

б) энергетической независимости адронных распределений в центральной области, обусловленных медленными партонами.

Эти свойства хорошо известны для вторичных частиц с импульсом $p_{\perp} < 1$ ГэВ/с и отражают просто конечность размера адронов. Поэтому наблюдение необычно большого выхода частиц с большим поперечным импульсом ($p_{\perp} > 1$ ГэВ/с)^{1/1} оказалось несколько неожиданным. К тому же свойства спектров этих частиц оказались совершенно иными, чем в области малых p_{\perp} . Однако прежде чем переходить к их описанию, напомним в нескольких словах кинематику процессов с большими p_{\perp} .

2. Кинематика; типы экспериментальных установок

Инвариантное сечение процесса $AB \rightarrow CX$, $\varepsilon_c d\sigma/d^3p_c$ зависит от трех инвариантных переменных

$$s = 2(P_A P_B); \quad t = -2(P_A P_C), \quad u = -2(P_B P_C). \quad (2.1)$$

Инвариантная масса системы X , $(P_A + P_B - P_C)^2$ связана с ними соотношением

$$s+t+u = M_X^2 - m_A^2 - m_B^2 - m_C^2.$$

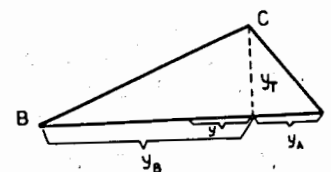
Вместо этих переменных обычно используют:

$$p_{\perp} \quad (\text{или } m_{\perp} = \sqrt{m_c^2 + p_{\perp}^2}) \quad - \text{ поперечный импульс } C$$

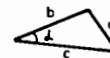
$$x_1 = 2 p_{\perp} / \sqrt{s}, \quad \theta \quad (\text{или } \gamma = \frac{1}{2} \ln \frac{E - p_{\parallel}}{E + p_{\parallel}}) \quad (2.2)$$

$$\approx - \ln \operatorname{tg} \theta / 2 \quad - \text{ угол вылета (или быстрота).}$$

Связь этих двух наборов переменных ясна из рис. 2-1, на котором изображено пространство быстрот и его геометрия^{1/2/}.



Тригонометрия



$$\operatorname{ch} a = \operatorname{ch} b \operatorname{ch} c - \operatorname{sh} b \operatorname{sh} c \cos \alpha$$

$$-t = 2m_T m_A \operatorname{ch}(y_A - y) \approx \sqrt{s} m_T e^{-y}$$

$$-u = 2m_T m_B \operatorname{ch}(y_B + y) \approx \sqrt{s} m_T e^y$$

$$s = m_A m_B \operatorname{ch}(y_A + y_B)$$

$$m_A \operatorname{sh} y_A = m_B \operatorname{sh} y_B$$

$$m_T = m_C \operatorname{ch} y_T = \sqrt{m_C^2 + p_T^2}$$

Рис. 2-1

Кинематическая граница фазового объема этого процесса определяется требованием $M_X^2 \geq M_{\min}^2 > 0$, где M_{\min} — минимально допустимая масса ненаблюдаемой системы X . В пределе

$s \gg m_{\text{had}}^2$ это переходит в $M_X^2 \geq 0$ или

$$1 + t/s + u/s \geq 0 \quad \text{или} \quad 1 - x_1' \operatorname{ch} \gamma \approx 1 - x_R \geq 0,$$

где $x_R = x_{\perp}^1 / \sin \theta$. Мы также будем использовать переменные

$$x_1 = -\frac{4}{5} \approx \frac{x_{\perp}}{2} e^{\gamma} \quad \text{и} \quad x_2 = -\frac{t}{5} \approx \frac{x_{\perp}}{2} e^{-\gamma}$$

Экспериментальные устройства, которые используются при исследовании процессов с большими p_{\perp} , можно разделить на три класса:

А. Одноплечевые спектрометры (рис. 2-2), с помощью которых измеряются распределения по p_{\perp} , θ (или γ) и зависимость от \sqrt{s}



Рис. 2-2

(или x_{\perp}) разных сортов частиц (π , K , p , \bar{p}). В качестве примера может служить установка групп Сакле-Страсбург или Чикаго-Принстон [1].

Б. Двухплечевые спектрометры с триггером от частиц с большим p_T (рис. 2-3). С помощью таких установок исследуется структура

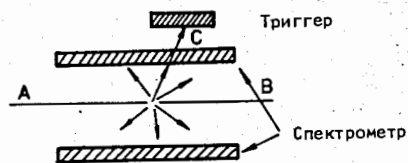


Рис. 2-3

событий с большими p_{\perp} : множественность сопровождающих частиц, их распределения по углу θ (или γ), азимутальному углу φ с частицей, триггером, импульсами. Примером такой установки может служить SMF (CERN-ISR), используемая группами R-413, (BFS), ЦЕРН-Коллеж де Франс-Гайдельберг-Карlsruhe и др.

В. Спектрометры с многочастичным (калориметрическим) триггером, которые могут запускаться несколькими частицами, когда их суммарное p_{\perp} больше некоторого предельного. Они также используются

для изучения структуры событий. Примером является установка лаборатории им. Ферми (группа E260), а также готовящаяся установка группы BSC (R807) на ISR. Более подробные сведения можно найти в обзоре [1].

3. Основные экспериментальные факты

Как уже упоминалось, поведение сечений в области больших $p_{\perp} > 1$ ГэВ/с оказалось совсем иным, чем это ожидалось при продолжении из области малых p_{\perp} .

а) Выход частиц на несколько порядков больше, чем продолжение известного закона $e^{-6p_{\perp}}$, а поведение по p_{\perp} скорее степенное p_{\perp}^{-n} , чем экспоненциальное (рис. 2-4), причем для мезонов

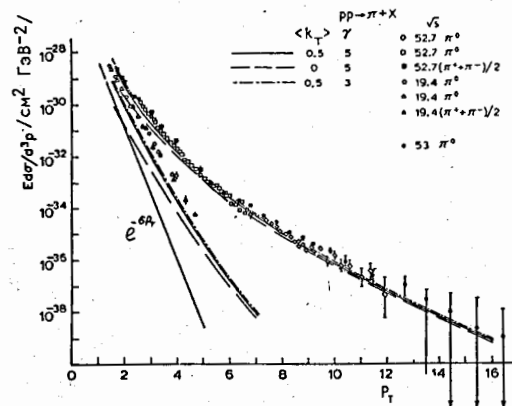


Рис. 2-4

$n \approx 8.5 \pm 0.9$, а для барионов $n \approx 11 \pm 1.2$ (см. табл. I)^{3/}. Последние данные трех экспериментальных групп CERN-SPS в области $p_{\perp} = 8 \pm 14$ свидетельствуют о еще более медленном убывании^{4/} сечения с ростом p_{\perp} (рис. 2-5).

б) Сечение заметно растет с ростом энергий \sqrt{s} (уменьшением $x_{\perp} = 2p_{\perp} / \sqrt{s}$) в отличие от постоянства его (приближенного) в области малых p_{\perp} . Это свойство иллюстрирует рис. 2-4, 2-6. Экспериментальные данные в области $\gamma \approx 0$ (т.е. $\theta \approx 90^\circ$) хорошо описываются формой

$$p_T^n \left(\epsilon_c \frac{d\sigma}{d^3 p_c} \right) \sim (1 - x_T)^m,$$

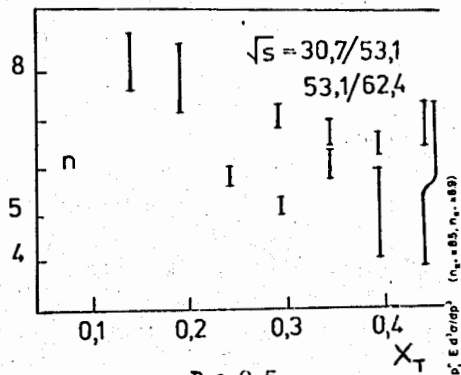


Рис. 2-5

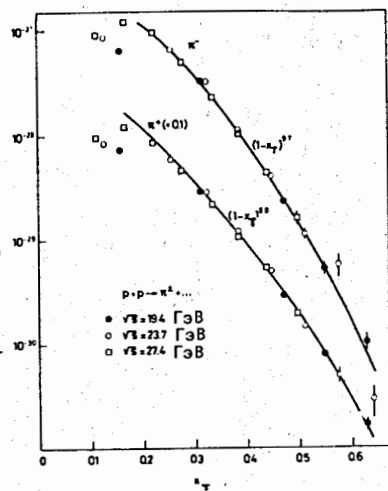


Рис. 2-6

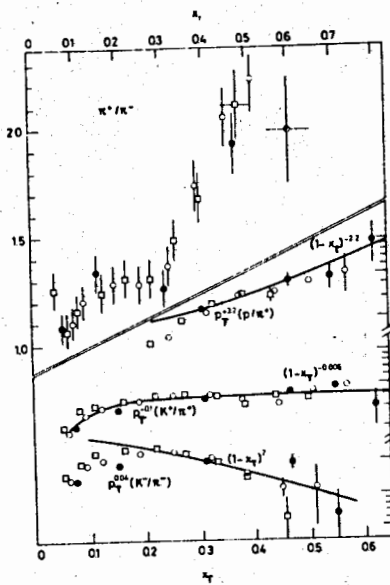


Рис. 2-7

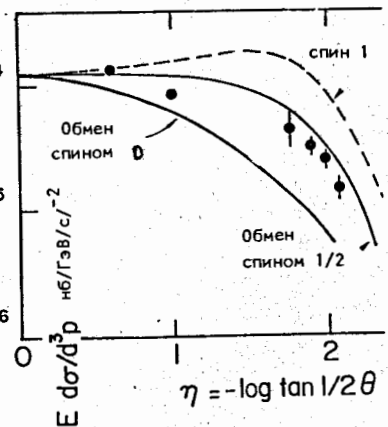


Рис. 2-8

где числа m представлены в табл. I. Сравнение этих чисел показывает, что отношение выходов $K^+/\pi^+ \approx \text{const}$, а K^-/π^- падает как $(1-x_\perp)^2$. Для барионов отношение $p_\perp^3 \bar{p}/\pi^+$ растет с x_\perp , а $p_\perp^3 \bar{p}/\pi^-$ примерно постоянно (рис. 2-7).

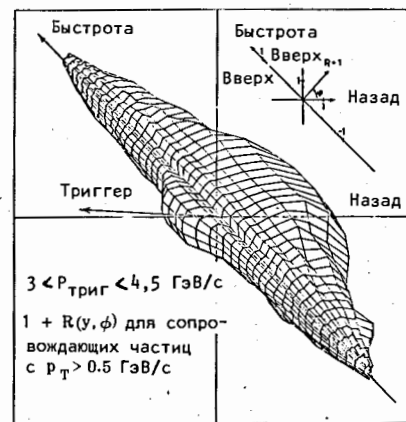


Рис. 2-9

в) Отношение $\pi^+/\pi^- \approx 1.2$ при малых x_\perp , но возрастает до ≈ 2 при $x_\perp > 0.3$ (рис. 2-7).

г) Зависимость от θ видна только для малых углов (рис. 2-8), где наблюдается приближенный "радиальный скейлинг"^{1/5}, т.е. $p_\perp^5 (E d^3\sigma/d^3p) \sim (1-x_\perp)^4$ для $pp \rightarrow \pi X$.

Вышеизложенные факты свидетельствуют в пользу какого-то нового механизма рождения частиц с большими p_\perp . Однако особенно ярко об этом говорит структура событий с большими p_\perp . В распределении сопровождающих частиц отчетливо наблюдаются три компонента^{3-5/} (рис. 2-9).

Нормальная компонента - это частицы с малыми p_\perp . Их распределение равномерно по азимуту и характеризуется теми же самыми короткими корреляциями, что и нормальные события (без больших p_\perp), но с несколько меньшей энергией.

Триггерная компонента - это частицы, летящие в направлении частицы-триггера с большим p_\perp . Она хорошо видна на распределении

по быстротам^{1/6/} (рис. 2-10). Это узкий острый пик ($\Delta y \approx 1$) в районе скорости триггера, который растет по мере отбора частиц со все большими P_{\perp} и при увеличении угла $\Theta_{\text{тригг}}$. Обратите внима-

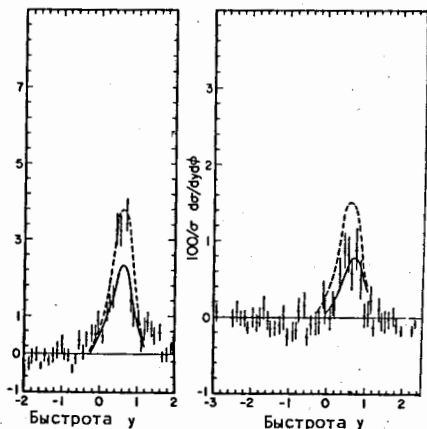


Рис. 2-10

ние на то, что этот пик хорошо виден для любых зарядовых комбинаций частицы-триггера и ее сопровождения, хотя для комбинации с противоположными зарядами он оказывается примерно в три раза выше. Вдали же от пика распределение такое же, как и в нормальных событиях.

Распределение по компоненте импульса, перпендикулярной импульсу триггера, оказывается быстро падающим (рис. 2-11), так что $\langle P_{\perp}^{\text{лет}} \rangle \approx 300$ МэВ/с. Это ясно показывает, что здесь мы имеем дело с корректированным пучком частиц с ограниченным поперечным импульсом.

Все члены этого пучка, скорее всего, происходят от одного родителя, поскольку, как видно из рис. 2-12, распределение по сумме поперечных импульсов двух частиц в пучке в точности повторяет одночастичное распределение (пунктирная линия)^{1/7/}.

Этим родителем, однако, не может быть какой-то из известных резонансов (ρ , ω и т.д.), т.к. имеется явная корреляция двух одинаково заряженных частиц, а главное, таких резонансов не вид-

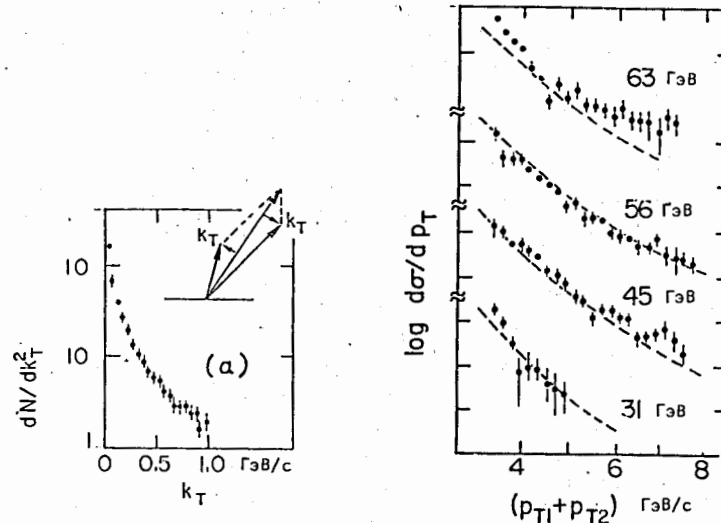


Рис. 2-11

Рис. 2-12

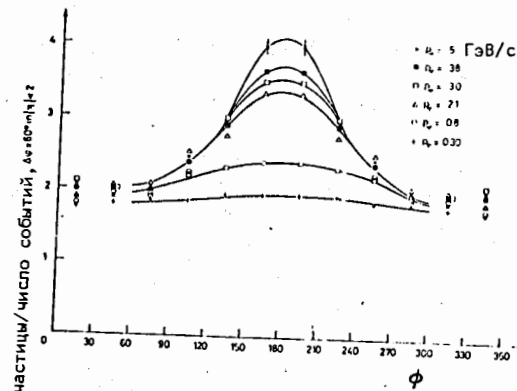


Рис. 2-13

но в спектрах инвариантных масс $M(\pi^{\pm}\pi^{\pm})$ и $M(\pi^+\pi^-)$, ρ -мезонный сигнал, видимый в $M(\pi^+\pi^-)$, не может объяснить всей корреляции. (Согласно оценкам, только 16% π -мезонов с $p_{\perp} > 2$ может иметь ρ -мезонное происхождение). Что же касается ω -мезона, то его сигнала в спектре $\pi^+\pi^-\pi^0$ не видно совсем.

Антитриггерную компоненту образуют частицы, летящие в противоположную по азимуту сторону от частицы-триггера. В азимутальном распределении над фоном нормальных событий они образуют широкий горб ($\pm 90^\circ$), который растет с ростом p_{\perp} частицы триггера (рис. 2-13). Этот же горб хорошо виден и в распределении по быстроте

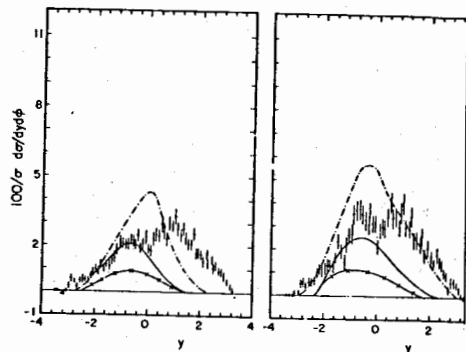


Рис. 2-14

также для всех зарядовых комбинаций^{6,8/} (рис. 2-14). Он гораздо шире, чем "триггерный" пик ($\Delta\phi \approx 2$), и расположен в районе $\phi \approx 0$ независимо от быстроты (угла θ) триггера. В отличие от триггерной компоненты, высота горба во всех зарядовых комбинациях примерно одинакова.

Рост горба с ростом p_{\perp} означает растущую множественность антитриггерных частиц, что подтверждается непосредственным измерением множественности^{9/}. Как видно из рис. 2-15, вплоть до $p_{\perp} \approx 3$ ГэВ/с наблюдается примерно линейный рост множественности с поперечным импульсом триггера, и ее безразличие к энергии. При этом

множественность несколько выше для тяжелого триггера (ρ, K). Впечатление такое, что антитриггерная компонента представляет широкий веер частиц вблизи плоскости "пучок-триггер" (ABC). Распределение по компоненте импульса, перпендикулярной этой плоскости^{7/3/}

p_{out} , оказалось экспоненциально быстро падающим со средним значением $\langle p_{out} \rangle \approx 500$ МэВ/с (рис. 2-16).

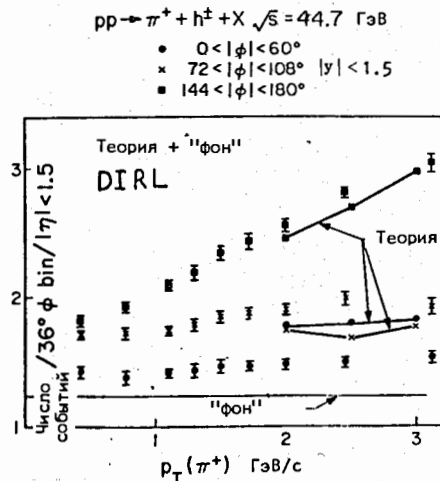


Рис. 2-15

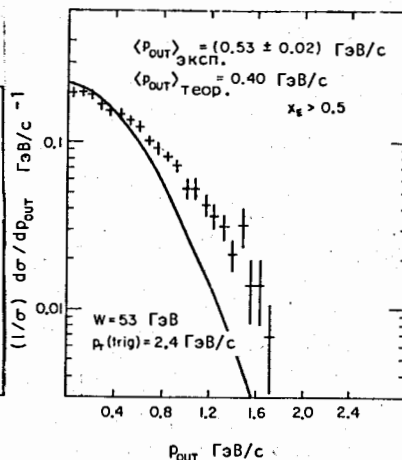


Рис. 2-16

Данные многочастичного спектрометра еще больше подтвердили отмеченную выше компланарность. Здесь в качестве оси триггерного пучка в каждом событии выбиралась та ось в плоскости, перпендикулярной оси падающего пучка, сумма квадратов проекций импульсов триггерных частиц на которую оказывалась максимальной (а аналогичная сумма для перпендикулярной оси - минимальной).

В этом случае соответствующее распределение по p_{out} оказалось еще уже: ($\langle p_{out} \rangle \approx 300$ МэВ/с) (рис. 2-17).

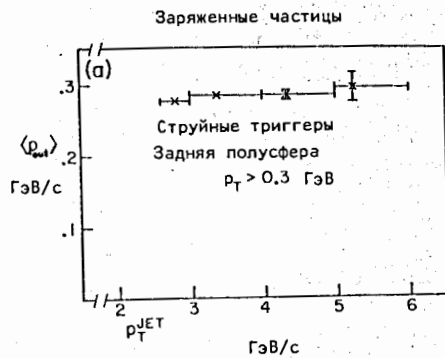


Рис. 2-17

Б. Теоретическая картина

4. Жесткое соударение. Таким образом, как мы видели, структура событий с большими p_{\perp} выглядит совсем не так, как нормальные события. Схематически это сравнение показано на рис. 2-18



Рис. 2-18

и недвусмысленно намекает на то, что источником частиц с большими p_{\perp} являются редкие случаи упругого соударения двух партонов с большой передачей импульса, схематически изображенные на рис. 2-19, где партон a из адрона A с импульсом $a = \alpha P_A$ сталкивается с партоном b с импульсом $b = \beta P_B$ и они дают партоны d и c

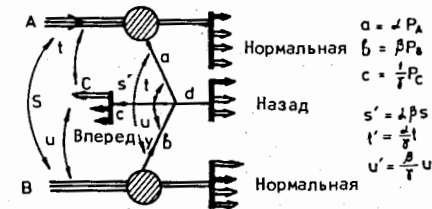


Рис. 2-19

импульсами d и c . (Надеемся, что сходные обозначения партона и его импульса не вызовут большой путаницы у читателя). Партон "С" превращается в адроны, один из которых оказывается адроном-триггером C , а другие образуют триггерную компоненту. Партон d превращается в антриггерный пучок адронов, а остатки адронов A и B дают нормальную компоненту.

Нетрудно написать выражение для сечения

$$d\sigma = \int_0^1 f_{a/A}(\alpha) f_{b/B}(\beta) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ab \rightarrow cd} \delta(k_a + k_b - k_c - k_d) \quad (2.3)$$

$$\frac{d^3 k_d}{E_d} D_{c/c}(\chi) \frac{d^3 p_c}{E_c}$$

или (см. обозначения в разд. II-2)

$$E_c \frac{d\sigma}{d^3 p_c} = \int f_{a/A}(\alpha) f_{b/B}(\beta) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) (s', t') \delta(s' + t' + u') \cdot D_{c/c}(\chi) d\omega d\phi d\chi, \quad (2.3')$$

где мы пренебрегли массой партона d и поперечными импульсами партонов в адронах и адронов в партонах. Этот механизм автоматически учитывает такие общие свойства, как

- трехкомпонентность;
- эффективную энергию нормальной компоненты $\sqrt{s} - 2p_{\perp}$ ($2p_{\perp}$ уходит на образование двух струй);
- ограниченный поперечный импульс частиц в струе;
- компланарность; выход из плоскости обусловлен только ферми-движением партонов в адроне и адронов в партоне.

Посмотрим теперь, как получаются остальные свойства явления, но сначала перепишем (3.1) через переменные партона d . Из за-

кона сохранения $a + b = c + d$

$$(\alpha + \beta)P = \frac{\epsilon_c}{\gamma} + d_0$$

$$(\alpha - \beta)P = \frac{P_{11}}{\gamma} + d_{11}$$

$$d_{\perp} + P_{\perp}/\gamma = 0,$$

где $P = \sqrt{s}/2$, $P_{11}, P_{\perp}, \epsilon_c, d_{\perp}, d_0$ — импульсы и энергии частиц $A(B)$, C и d в с.п.м. ($\sqrt{s} \gg m_A^2, m_B^2, m_C^2$). Используя $\epsilon = m_{\perp} \chi y$ и $P_{11} = m_{\perp} \chi y$, для частиц c и d нетрудно найти

$$\alpha = \frac{m_{\perp}^c}{\gamma \sqrt{s}} e^{\gamma_c} (1 + e^{-\Delta}) = \frac{x_1}{\gamma} (1 + e^{-\Delta}); \Delta = \gamma_c - \gamma_d \quad (2.4)$$

$$\beta = \frac{m_{\perp}^c}{\gamma \sqrt{s}} e^{-\gamma_c} (1 + e^{\Delta}) = \frac{x_2}{\gamma} (1 + e^{\Delta}); \alpha \alpha d \beta \delta (d^2 - m_d^2) = \frac{d y_d}{s}$$

Таким образом, выражение (2.3) примет вид

$$\epsilon_c \frac{d\sigma}{d^3 p_c} = \int d\alpha d\beta d\gamma Q_{a/A} \left(\frac{x_1}{\gamma} (1 + e^{-\Delta}) \right) Q_{b/B} \left(\frac{x_2}{\gamma} (1 + e^{\Delta}) \right) \cdot \frac{d\sigma}{dt'} D_{c/c}(\gamma) \quad (2.5)$$

где $Q(x) = x f(x)$, а интеграл берется по области

$$\frac{x_1}{\gamma - x_1} \leq e^{\Delta} \leq \frac{\gamma - x_2}{x_2}; \chi_R = x_1 + x_2 \leq \gamma \leq 1. \quad (2.5')$$

Входящие в это выражение функции Q и D , в принципе, определяются из лептон-адронных глубоконеупругих процессов (гл. I). Единственным новым элементом оказывается сечение рассеяния партонов $d\sigma/dt' (t', s')$. Этот факт и делает процессы с большими P_{\perp} уникальным средством для изучения взаимодействия составляющих адрон партонов.

5. Поведение по P_{\perp} . Из выражения (2.5) ясно, что при фиксированных x_1 и x_2 зависимость от P_{\perp} определяется только s' -зависимостью сечения $(d\sigma/dt')(s, s'/t')$. Экспериментальный факт степенного убывания с P_{\perp} (разд. II.3) заставляет предполагать, что

$$\frac{d\sigma}{dt'} \approx \frac{1}{(s')^{n/2}} \varphi\left(\frac{s'}{t'}\right) = \left(\frac{\gamma}{m_{\perp}^c}\right)^n \frac{\varphi(1 + e^{\Delta})}{(2 \cosh^2 \Delta/2)^n}. \quad (2.6)$$

Различные теоретические модели отличаются способом получения чисел n .

а) В модели точечных кварков^{/I0/} (ВВК)

$$d\sigma/dt' \sim (1/s')^2; n = 4$$

которая, по-видимому, пока не видна в эксперименте (см., однако, раздел III);

б) В модели размазанных кварков^{/II/(FFF)} величина n произвольна, но одна и та же для выхода любых частиц. Обычный выбор $n = 8$ хорошо описывает выход мезонов, однако не описывает выхода p и \bar{p} (см. табл. I);

в) В обменной модели^{/I2/} (СИМ-ВВВ) допускаем, что активными партонами наряду с кварками могут быть пары $q\bar{q}$ или $q\bar{q}$. Кроме того, предполагается обменный механизм взаимодействия партонов и кварковые правила счета (I.I3) для $d\sigma/dt'$. Например, рождение π^- и K^+ -мезонов идет через подпроцесс $(q\bar{q}) + q \rightarrow M + q$, что дает $n = 8$ (рис. 2-20), а рождение протона $n = 12$ —

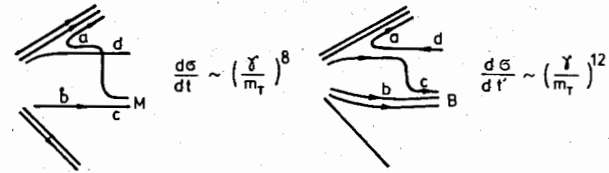


Рис. 2-20

через подпроцесс $q\bar{q} + q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}$, который дает $n = 12$. Впрочем, выбор подпроцесса кажется произвольным (почему бы протону не родиться через $(q\bar{q}) + q \rightarrow q\bar{q} + q$, который дает $n = 8$?).

6. Поведение по θ . Оно определяется двумя факторами:

а) характером зависимости $d\sigma/dt'$ от s'/t' (т.е. "обмениваемым спином");

б) зависимость $Q_{a/A}$ и $Q_{b/B}$ от γ_c .

Рассмотрим сначала первый фактор. Из выражения (2.4)

$$1/s' = \left(\frac{\gamma}{m_{\perp}^c}\right)^2 \left[(1 + e^{-\gamma/tg(\theta/2)}) (1 + e^{\gamma/tg(\theta/2)}) \right]^{-1}$$

$$a s'/t' = 1 + e^\Delta = 1 + e^{-\gamma d} / t_g \theta/2.$$

Вблизи $\theta \approx 90^\circ$ зависимости от θ в обеих скобках компенсируют друг друга. Но в области $\theta \approx 0$ $1/s' = e^{\gamma d} t_g \theta/2$, а $s'/t' \approx e^{-\gamma d} / t_g \theta/2$, так что, чем выше степень s'/t' и чем больше спин, (т.е. чем более периферично взаимодействие), тем круче подъем вблизи $\theta \approx 0$.

Быстрый спад при $\theta \rightarrow 0$ связан со вторым (фазовым) фактором. Чтобы получить о нем представление, допустим, что $Q_{a/A} \sim (1-x_1)^{k_a}$, $Q_{b/B} \sim (1-x_2)^{k_b}$, $D_{c/c} \sim (1-x_2)^{k_c}$. Для интегрирования по Δ в (2.5) воспользуемся теоремой о среднем, взяв в качестве e^Δ граничное значение $(\gamma-x_2)/x_2$ для $Q_{a/A}$ и $x_1/(\gamma-x_1)$ для $Q_{b/B}$, поскольку на противоположных границах интегрирования соответствующие функции обращаются в нуль. Далее, вблизи границы $x_1+x_2 \approx 1$, мы можем всюду, где это несущественно, положить $\gamma = 1$, и тогда интегрирование по γ и Δ дает

$$P_L \epsilon_c^n \frac{d\sigma}{d^3p} \sim \frac{(1-x_1-x_2)^{k_a+k_b+k_c+2}}{(1-x_1)^{k_b} (1-x_2)^{k_a} x_1 x_2}$$

т.е.

$$(1-x_L)^{k_a+k_b+k_c+2} \quad \text{для } \theta \approx 90^\circ \quad (2.7a)$$

$$(1-x_R)^{k_a+k_c+1} \quad \text{для } \theta \approx 0^\circ \quad (2.7b)$$

(Вблизи $\theta \approx 0^\circ$, $x_1 \approx x_R$, $x_2 \approx 1-x_1$).

Таким образом, поведение по θ (члн x_c) дает сведения о зависимости сечения от s'/t' . Сравнение с экспериментом, проведенное в работе /II/, показывает, что наиболее подходящими оказываются зависимости $(s'/t')^3$ (спин 1/2).

7. Зависимость от x_\perp ($\theta \approx 90^\circ$) Эта зависимость, так же как и относительный выход частиц при $x_\perp \sim 1$, определяется выражением (2.7a). Если для k_a , k_b , k_c принять ПКС и соотношение Дрелла-Яна-Веста (I.20), то нетрудно получить

$$P_L \left(\epsilon_c \frac{d\sigma}{d^3p_c} \right) \sim (1-x_\perp)^{2n_{pass}-1}$$

которое для моделей с рассеянием кварков (ВВК, FFF) означает (см. рис. 2-2I)

$$(\pi^+ \pi^- K^+) \sim (1-x_\perp)^9; (K^-, p) \sim (1-x_\perp)^{11}; \bar{p} \sim (1-x_\perp)^{13}$$

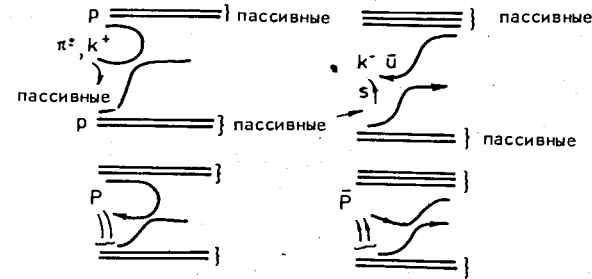


Рис. 2-2I

Заметим, что последние две степени резко расходятся с экспериментом (таблица I), что так же, как и более высокая степень n , указывает на какой-то другой механизм рождения барионов.

С другой стороны, обменная модель дает (если пользоваться счетом (I.20)), $\pi^+, \pi^-, K \sim (1-x_\perp)^7$ ($n_{pass} = 4$, рис. 2-20), а $p \sim (1-x_\perp)^5$, $K^- \sim (1-x_\perp)^9$, $\bar{p} \sim (1-x_\perp)^7$. Эти степени лучше согласуются с экспериментом, особенно если предполагать, что мезоны и барионы рождаются не прямо, а через промежуточные резонансы B^* и M^* .

8. Радиальный скейлинг. Это свойство является скорее приближением, чем точным следствием формулы жесткого соударения, поскольку поведение вблизи границы фазового объема (3.6б) может разрушаться θ -зависимостью $d\sigma/dt'$. Тем не менее, влияние его оказывается слабым. Однако вместо $(1-x_R)^5$, следующей из кварк-кваркового соударения и ПКС, эксперимент лучше описывается поведением $(1-x_R)^4$, которое возникает при прямом рождении мезонов, с последующим двухпионным распадом.

9. Сечение рождения струи и отбор триггером

Одним из главных аргументов в пользу гипотезы кваркового соударения явились данные с многочастичного триггера FNAL. Самое замечательное свойство этих данных - удивительно большое

сечение процесса рождения струй $\sim 1/3$. При одинаковых значениях оно оказалось примерно в 100 раз больше, чем сечение с одночастичным триггером (рис. 2-22). Это явление рассматривается как один из главных аргументов в пользу кваркового подпроцесса.

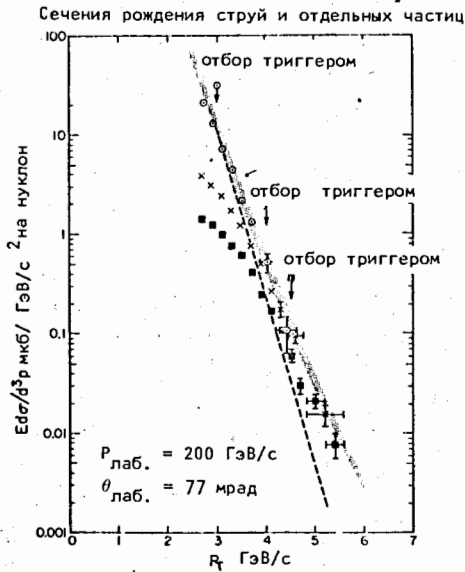


Рис. 2-22

Дело в том, что в случае одночастичного триггера сечение $d\sigma/dt'$ довольно быстро падает с уменьшением доли импульса кварка, уносимого частицей-триггером ($d\sigma/dt' \sim \gamma^8$). Поэтому одночастичный триггер преимущественно отбирает те события, где почти весь импульс уносится этой частицей ($\gamma \approx 1$). Однако из-за убывания функции фрагментации при $\gamma \rightarrow 1$ такие события оказываются крайне редкими.

Допустим для простоты, что S достаточно велико, так что в (3.3) x_1, x_2 и $x_R \approx 0$. Тогда функции $Q_{a/A}$ и $Q_{b/B}$ можно считать постоянными, и

$$\epsilon_c \frac{d\sigma}{d^3 p_c} \sim \int_0^1 d\gamma \frac{d\sigma}{dt'} D_{c/c}(\gamma). \quad (2.8)$$

Пусть подпроцесс $q+q \rightarrow q+q$ дает $c_0 \frac{\gamma^n}{P_{\perp}^n} (1-\gamma)^n \sim d\sigma/dt'$, тогда как подпроцесс прямого рождения пиона (напр., $q+q \rightarrow \pi+q$) дает $c_1 \gamma^m / P_{\perp}^m \delta(1-\gamma)$. Тогда в результате интеграции по γ в (2.8) мы получим

$$\epsilon_c \frac{d\sigma}{d^3 p_c} \approx \frac{1}{(n+1)(n+2)} \frac{c_0}{P_{\perp}^n} + \frac{c_1}{P_{\perp}^m},$$

т.е. триггер, отбирая только те случаи, где пион уносит львиную долю импульса кварка-партона, подавляет кварковый подпроцесс в $(n+1)(n+2)$ раз (т.е. в ≈ 90 раз, если $n \approx 8$). Это подавление будет еще сильнее для барионов и антибарионов ($D_p \sim (1-\gamma)^3$)

$$\epsilon_c \frac{d\sigma}{d^3 p} \approx \frac{6}{(n+1)(n+2)(n+3)(n+4)} \frac{c_0}{P_{\perp}^n} + \frac{c_1}{P_{\perp}^m},$$

т.е. в 2000 раз, если $n = 8$!

Разумеется, такое подавление отсутствует для многочастичного триггера, который, по сути дела, регистрирует партон c .

10. Структура триггерной компоненты

Как уже говорилось, совпадение поведения по P_{\perp} для одной и для двух частиц (рис. 2-12) в моделях соударения кварков не нуждается в комментариях - в обоих случаях частицы повторяют спектр своего кварка-родителя. В обменной же модели мы должны предполагать, что пионы появляются из распада резонанса. Но тогда, однако, возникает проблема с практическим отсутствием резонансов в спектре инвариантной массы. Это заставляет предполагать наличие каких-то многочастичных резонансов.

Количественное описание триггерной компоненты требует гипотезы о механизме фрагментации партона в два регистрируемых адрона. В духе партонной картины естественно предполагать (см., напр., /1/) механизм последовательной фрагментации (рис. 2-23).

Уже на рисунке ясно, что образование комбинаций $(++)$ и $(--)$ подавлено по сравнению с $(+-)$, т.к. требует большего числа пасивных кварков. Действительно, сечение с регистрацией двух частиц (π^+ и h^+ , например) получается из (2.5) заменой

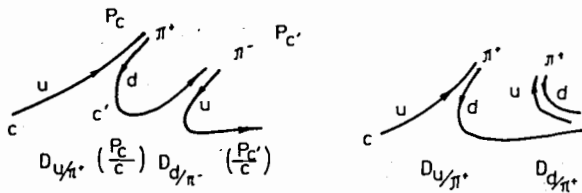


Рис. 2-23

$$D_{\pi^+/\mu}(\gamma) \rightarrow D_{\pi^+/\mu} + \left(\gamma - \frac{p_c}{p_c + p_c'}\right) D_{h'/d} \left(\frac{p_c' \gamma}{p_c' + (1-\gamma)p_c}\right) \frac{p_c}{p_c + p_c'} \quad (2.9)$$

$$\cdot d\gamma dp_c' / \epsilon_c'$$

поскольку

$$\gamma = \frac{p_c + p_c'}{k_c} = \gamma_1 \frac{p_c + p_c'}{p_c}; \quad \gamma_2 = \frac{p_c'}{k_c'} = \frac{p_c'}{p_c/\gamma_1 + p_c} = \frac{p_c' \gamma}{p_c' + p_c(1-\gamma)},$$

поведение при $\gamma \rightarrow 1$ тогда определяется второй функцией, т.к.

$$1 - \gamma_2 = (1 - \gamma) \frac{p_c + p_c'}{p_c' + (1 - \gamma)p_c}.$$

Поскольку же $D_{h'/d}$ падает быстрее, чем $D_{h/d}$, то средняя величина γ в первом случае будет меньше. Благодаря быстрому падению сечения ($d\sigma/dt \approx \gamma^2$) это приводит к меньшему сечению (+ +) комбинации по сравнению с (+ -). Результаты числовых расчетов ^{II} показаны на рис. 2.10.

Также нетрудно понять уменьшение пика с уменьшением угла и энергии пучка. Это является простым следствием уменьшения интеграла по γ в (2.5) из-за роста нижнего предела $x_1 + x_2 = 2p_{\perp} / \sqrt{s} \sin\theta$.

Обратимся теперь к множественности триггерной компоненты (рис. 2-15). Число адронов в партоне логарифмически растет с ростом его энергии. Однако большая часть этой энергии p_c уносится частицей-триггером. На долю же остальных приходится $k_c - p_c = (1/\gamma - 1)p_c = (1/\gamma - 1)p_{\perp} / \sin\theta$. Таким образом, для множественности получаем

$$\langle n_{\text{тригг.}} \rangle \sim \ln\left(\frac{1}{\langle \gamma \rangle} - 1\right) \frac{p_{\perp}^c}{\sin\theta},$$

с ростом $p_{\perp} \langle \gamma \rangle$ тоже растет, так что убывание первого множителя компенсирует рост второго.

Интересной чертой данных рис. 2-15 - несколько большая множественность для протонного триггера - также имеет простое качественное объяснение. Функция $D_{p/\mu}$ убывает быстрее, чем $D_{\pi^+/\mu}$, поэтому $\langle \gamma \rangle$ для нее меньше, т.е. протон в среднем уносит меньшую долю импульса, а следовательно, больше оставляет для других частиц.

Изложенные выше качественные аргументы справедливы также и для обменной модели, если считать, что подпроцесс идет с образованием резонансов. Однако, как уже говорилось, (+ +)-корреляция создает проблему с отсутствием сильных многочастичных резонансов.

II. Антитриггерная компонента

Ее изучение требует следующей очевидной модификации (23)

$$\frac{d^3 k_d}{\epsilon_d} \rightarrow \int_0^1 d\nu D_{D/d}(\nu) \frac{d^3 p^D}{\epsilon_D} \quad \text{и} \quad k^d \rightarrow \frac{p^D}{\nu},$$

так что вместо (2.5) мы теперь получим

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}^c dp_{\perp}^D dy^c dy^D} = \int_{x_1+x_2}^1 d\gamma Q_{a/A} \left(\frac{x_1}{\gamma} (1+e^{-\Delta})\right), \quad (2.10)$$

$$Q_{b/B} \left(\frac{x_2}{\gamma} (1+e^{\Delta})\right) \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dt'} \times D_{c/c}(\gamma) D_{D/d}(x_c \gamma),$$

где $\Delta = y^c - y^D$,

$$x_c = p_{\perp}^D / p_{\perp}^c. \quad (2.11)$$

Рассмотрим сначала распределение по y^D . Оно определяется Δ -зависимостью $Q_{a/A}$, $Q_{b/B}$ и $d\sigma/dt'$. Первые два на границе допустимой области (2.5') обращаются в нуль и имеют максимум где-то в середине. Допустим, что A и B - суть протоны, т.е. $Q_{a/A}$ и $Q_{b/B} \sim (1-x)^3$. Тогда нетрудно найти, что положение максимума определяется условием

$$e^{2\Delta_{\max}} = \frac{(1-x_2)x_1}{(1-x_1)x_2} \text{ или } (\gamma^D)_{\max} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 - \frac{x_1}{2} e^{\gamma_c}}{1 - \frac{x_1}{2} e^{-\gamma_c}} \approx -x_1 \frac{\text{sh} \gamma_c}{2},$$

так что если x_1 мало (в эксперименте $p_{\perp} = 3$ ГэВ/с, $\sqrt{s} = 60$ т.е. $x_1 \approx 0.1$), максимум расположен в центре и немного сдвинут в сторону, противоположную триггеру. Это случай "максимальной периферичности"

$$\frac{d\sigma}{dt'} \approx \frac{1}{(s')^{n/2}} \left(\frac{s'}{t'}\right)^{n/2}$$

Ясно, что при меньшей степени s'/t' максимум смещается в сторону триггера. Наилучшее согласие с экспериментом достигается при $(s'/t')^3$ (рис. 2-14), т.е. при той же степени, которая обеспечивает наилучшее описание θ -зависимости. Обратите внимание, что теоретические кривые лежат несколько выше эксперимента. Наиболее вероятной причиной этого может быть значительная доля глюонных $^{14/}$ струй, которые из-за более "мягкой" функции фрагментации глюона приводят к уменьшению доли быстрых и увеличению доли медленных частиц.

Обратимся теперь к распределению частиц по импульсам в анти-триггерной компоненте. Используя (3.8) и (3.3), нетрудно найти, что

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_c} = \frac{\int dy_c dy_D d\gamma Q_{a/A} Q_{b/B} \frac{d\sigma}{dt'} \gamma D_{c/c} D_{d/D}(x_c \gamma)}{\int dy_c dy_D d\gamma Q_{a/A} Q_{b/B} \frac{d\sigma}{dt'} D_{c/c}},$$

которое зависит только от x_c , поскольку зависимость от p_{\perp} в числителе и знаменателе сокращается. Приближенно

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_c} \approx \bar{\gamma} D_{D/d}(\bar{\gamma} x_c),$$

т.е. распределение адронов по $\bar{\gamma} x_c$ должно быть тем же, что и для глубоконеупругого рассеяния или e^+e^- -аннигиляции. Сравнение показанное на рис. 2-24, было триумфом партонного механизма. Однако измерения группы ССНК $^{6/}$ показали, что ситуация здесь не столь проста. В области $p_{\perp} < 3$ ГэВ/с была обнаружена зависимость $d\sigma/\sigma dx_c$ от p_{\perp} (рис. 2-25). Отсутствие такой зависимости для многочастичного триггера, по-видимому, указывает на примесь механизма, отличного от рассеяния кварков, с более высокой степенью падения по p_{\perp} и меньшей подавленностью из-за отбора триггером.

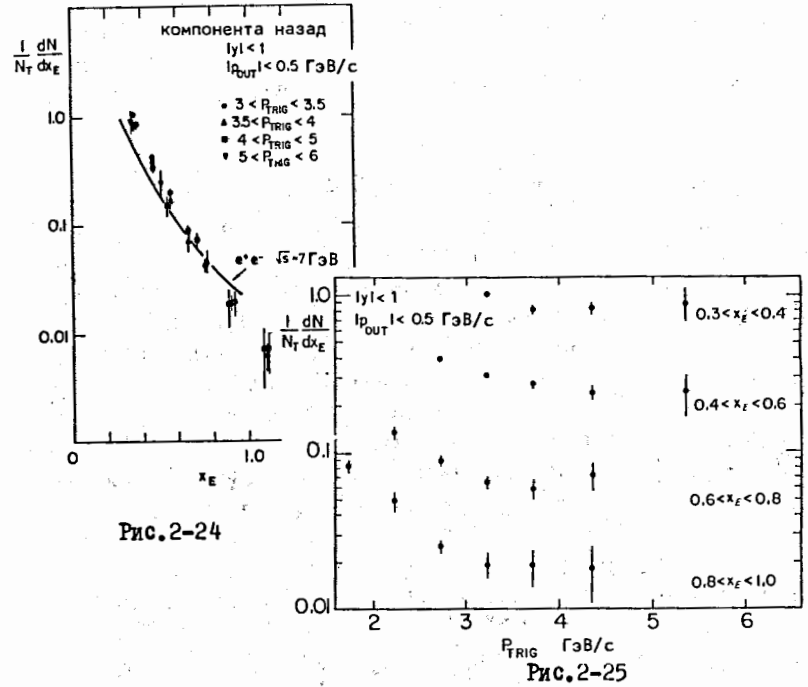


Рис. 2-24

Рис. 2-25

Действительно, пусть для простоты $s \rightarrow \infty$, так что $Q_{a/A}$ и $Q_{b/B} \approx \text{const}$. Тогда (см. разд. I.)

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_c} \approx \frac{\int_0^1 d\gamma \frac{d\sigma}{dt'} D_{c/c}(\gamma) D_{D/d}(\gamma x_c)}{\int_0^1 d\gamma \frac{d\sigma}{dt'} D_{c/c}(\gamma)}$$

Пусть, далее,

$$\frac{d\sigma}{dt'} D_{c/c}(\gamma) \approx \left(\frac{c_1}{p_{\perp}^9} \gamma^9 \delta(1-\gamma) + \frac{c_0}{p_{\perp}^6} \gamma^6 (1-\gamma) \right); D_{D/d} \sim e^{-Ax_c}$$

(аргументы в пользу такого выбора будут приведены ниже). Тогда простое интегрирование дает

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_c} \approx \frac{\exp(-Ax_c)}{1 + p_{\perp}^3 c_0 / 56 c_1}.$$

(Мы пренебрегли вторым членом в числителе, который весьма мал). Если $C_0 = 56 C_1$, т.е. прямое и подавленное не прямое разделение одного порядка величины, то 3- и 4- кратное уменьшение при изменении от 2 до 3 ГэВ/с обеспечено. Более того, понятно, почему распределение по x_c близко к аналогичному распределению в $e^+e^- \rightarrow$ адроны именно для малых P_{\perp} .

12. Эффекты "ферми-движения" партонов

а) Распределение по P_{out} . Как уже говорилось, одна из наиболее характерных черт механизма жесткого рассеяния — это компланарность. В наивной партонной модели все частицы антриггерной компоненты должны находиться в плоскости "пучок-триггер", т.е. распределение по компоненте импульса, перпендикулярной этой плоскости, должно быть δ -функцией. Экспериментальное же распределение оказывается довольно широким (рис. 2-16). Одной из причин такого уширения является внутреннее движение партонов в адронах

A и B ($\langle k_{\perp} \rangle$) и адронов в партонах c и d ($\langle p_{\perp} \rangle$). Обычно выбирается факторизованная экспоненциальная форма распределения, т.е.

$$Q(a) \rightarrow Q(a) e^{-2 \frac{k_{\perp}}{\langle k_{\perp} \rangle}} \cdot \frac{2}{\pi \langle k_{\perp} \rangle}; D(\gamma) \rightarrow D(\gamma) e^{-2 \frac{P_{\perp}^j}{\langle P_{\perp}^j \rangle}} \cdot \frac{2}{\pi \langle P_{\perp}^j \rangle^2}$$

Как видно из рис. 2-26, $P_{out} = \sqrt{d_y^2 + p_y^j}$, а из сохранения импульса $d_y = a_y + b_y - c_y$ и из $c_y = p_y^j / \gamma$ нетрудно получить

$$P_{out} = \sqrt{\left(-\frac{p_y^j}{\gamma} + a_y + b_y\right)^2 + p_y^j}$$

Усреднение же по k_{\perp} и p_{\perp} дает

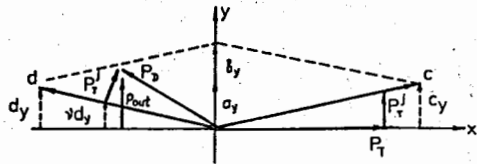


Рис. 2-26

$$\sqrt{\langle P_{out}^2 \rangle} \approx \sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle \gamma^2 + \frac{\gamma^2 + \gamma^2 \langle (P_{\perp}^j)^2 \rangle}{2}} = \quad (2.12)$$

$$= x_c \left[\langle k_{\perp}^2 \rangle \gamma^2 + (1 + x_c^2) \langle (P_{\perp}^j)^2 \rangle / 2 x_c^2 \right]^{1/2}$$

Таким образом, среднее значение P_{out} должно зависеть от x_c и не зависеть от P_{\perp} триггера. Эти зависимости хорошо видны экспериментально (рис. 2-27). Оказалось, что если принять $\langle k_{\perp} \rangle \approx 500$ МэВ/с, то $\langle P_{\perp}^j \rangle$ также должно быть порядка 500 МэВ ($\gamma \approx 0.85$).

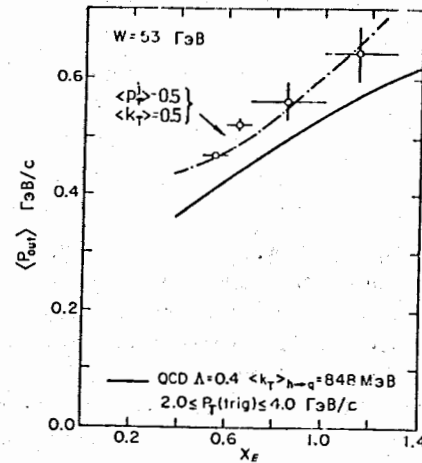


Рис. 2-27

Для многочастичного триггера такой расчет дает $P_{out} = \sqrt{k_y^d + p_y^i}$, но ось струи выбирается так, что $|k_c^y| = |k_d^y| \approx \frac{|k_x^d + k_x^y|}{2}$, так что

$$\langle P_{out} \rangle \approx \left(\gamma^2 \frac{\langle k_{\perp}^2 \rangle}{4} + \frac{\langle P_{\perp}^j \rangle^2}{2} \right)^{1/2} \approx \frac{x_c}{2} \sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle + 2 \langle P_{\perp}^j \rangle^2}$$

Приближенно $\langle P_{out} \rangle$ струи $\approx \frac{1}{2} \langle P_{out} \rangle$ одночастичный, что и наблюдается экспериментально (рис. 2-17).

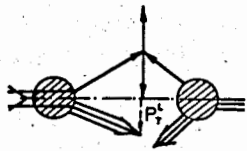


Рис. 2-28

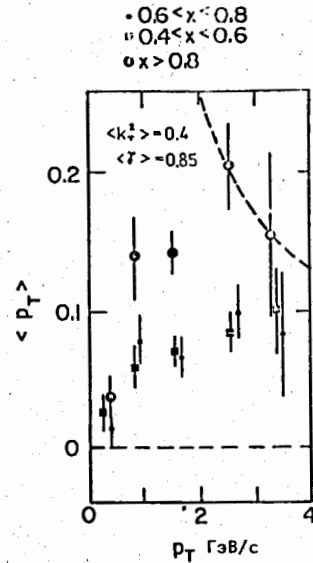


Рис. 2-29

б) Поперечное движение лидирующих частиц. Другим проявлением ферми-движения партонов является отклонение лидирующего пучка частиц от первоначального направления падающего адрона. Если взаимодействие партонов периферично, т.е. если сечение $d\sigma/dt'$ падает с ростом передачи как $1/t'^\alpha$, то ситуация, когда поперечный импульс активного партона в адроне A направлен в сторону триггера, оказывается выгодней, чем когда он направлен в противоположную. Действительно, т.к.

$$t' = -2(k_a k_c) = -2 \left(\frac{\alpha}{8} P_a P_c - \frac{1}{8} k_{\perp a}^2 P_c \right),$$

то при одинаковом направлении k_{\perp} и P_{\perp} величина $|t'|$ оказывается меньше, чем при противоположном, а сечение $d\sigma/dt'$ - больше.

Как следствие этого, поперечный импульс пассивных партонов адрона A должен быть преимущественно направлен против импульса частицы триггера (рис. 2-28), так что средний поперечный импульс лидирующих адронов оказывается отличным от нуля. Этот эффект хорошо виден экспериментально на рис. 2-29.

Используя то, что $-2 \frac{\alpha}{8} (P_a P_c) = \frac{P_{\perp}^2}{\bar{\gamma}^2} (1 + e^{\Delta})$, нетрудно подсчитать средний поперечный импульс лидирующих частиц, когда $P_{\perp} \gg k_{\perp}$

$$\langle P_{\perp}^{lead} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{f(k_x^2) k_x}{\left(1 - \frac{2 \bar{\gamma} k_x}{P_{\perp} (1 + e^{\Delta})}\right)^{\alpha}} \approx \alpha \frac{\bar{\gamma} \langle k_{\perp}^2 \rangle}{P_{\perp} (1 + e^{\Delta})},$$

где $f(k_x^2)$ - некоторая плотность распределения по поперечному импульсу, а $\bar{\Delta}$ и $\bar{\gamma}$ - средние величины разности быстрой и доли импульса, уносимого адрон-триггером. Если принять $\alpha = 3$ (закон $d\sigma/dt' \sim 1/t'^3$), $\bar{\Delta} = 0$, а $\bar{\gamma} = 0.85$, то величина экспериментального эффекта будет соответствовать $\langle k_{\perp}^2 \rangle (0.3 + 9.5 \text{ ГэВ/с})^2$, что, в общем, не противоречит значению $\langle k_{\perp}^2 \rangle$, получаемому из $\langle P_{out}^2 \rangle$.

13. Поляризация

До самого последнего времени среди физиков было распространено мнение о том, что поляризационные эффекты должны вымирать с ростом энергии. В области малых P_{\perp} это мнение действительно подтвердилось экспериментально, причем поведение поляризации более или менее согласовывалось с картиной реджиевских полюсов. Однако первые же поляризационные измерения в области $P_{\perp} > 1$ ГэВ/с показали, что роль спиновых эффектов отнюдь не мала.

При соударении протонов 300 ГэВ/с с бериллиевой мишенью было обнаружено [16], что рождающиеся при этом Λ -частицы в области $x \approx 0.3 + 0.7$:

- а) Поляризованы перпендикулярно плоскости процесса;
- б) Поляризация растет с P_{\perp} вплоть до 28% при $P_{\perp} \approx 1.5$ ГэВ/с;
- в) Поляризация слабо зависит от $x = P_{\Lambda} / P_{\text{нукл}}$.

Такая поляризация кажется особенно большой, если учесть, что "прямые" Λ в этом эксперименте не отличались от Λ -частиц распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$, которые вносят деполаризующий эффект

$$P_{\text{наб}\Lambda} = \frac{1}{r+1} \left[r P_{\Lambda} - \frac{1}{3} P_{\Sigma} \right],$$

где r - отношение выходов Λ / Σ . Если допустить, что, согласно SU(3), $r=1$, а $P_{\Lambda} = P_{\Sigma}$, то наблюдаемые 28% будут означать более чем 80% поляризацию прямых Λ .

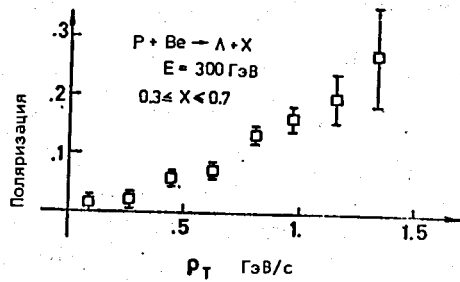


Рис. 2-30

Первые предварительные результаты^{/16/} по измерению асимметрии в рождении Λ -мезонов на поляризованной мишени также указывают на рост этой величины с ростом p_{\perp} ; вместе с тем поляризация Λ оказывается малой^{/17/}.

Все это ставит вопрос об описании таких явлений в рамках партонной модели жесткого соударения.

Пусть рассеивающиеся партоны в подпроцессе $a+b \rightarrow c+d$ являются кварками со спином $1/2$. Как известно, амплитуду рассеяния можно представить в виде разложения по пяти тензорным структурам в u - или t -канале:

$$f = \sum_i (\bar{u}(a) T_i u(c)) (\bar{u}(b) T_i u(d)) A_i(s', t') = \sum_j (\bar{u}(a) T_j u(d)) (\bar{u}(b) T_j u(c)) A_j(s', t'),$$

где $T_{i,j} = (1, \gamma_r, \gamma_s, \gamma_5 \gamma_r, \gamma_5 \gamma_{\mu\nu})$; a, b, c, d - импульсы партонов. Для нахождения матрицы плотности необходимо квадрат модуля этой амплитуды усреднить по спиновым состояниям начальных партонов и просуммировать по поляризации партона d . Удобно брать полусумму t -разложения f , u -разложения f^+ и u -разложения f , t -разложения f^+ . Далее, используя алгебру γ -матриц, нетрудно привести это выражение к виду

$$P_{\lambda\lambda'} \frac{d\sigma}{dt} = a(s', t') + b(s', t') \sin\varphi (\vec{\sigma} \vec{n}),$$

где величина a выражается через $\text{Re } A_i A_j^*$, а величина b - через $\text{Im } A_i A_j^*$, φ - угол между импульсами партонов a и b .

в системе покоя $\vec{c}, \vec{n} = [\vec{a} \vec{b}] / |[\vec{a} \vec{b}]|$ - единичный вектор нормали к плоскости рассеяния. Нетрудно найти также, что

$$\sin\varphi = \frac{2 m_c c_{\perp}}{c_{\perp}^2 + m_c^2}.$$

Поляризация партона c тогда будет

$$P = \frac{b(s', t')}{a(s', t')} \frac{2 m_c c_{\perp}}{c_{\perp}^2 + m_c^2}. \quad (2.13)$$

Она оказывается не нулевой только в том случае, когда амплитуда рассеяния имеет разрез в S' -канале. Это обстоятельство проясняет причину трудности большинства рассматривавшихся моделей в описании поляризации. Они, как правило, предполагают обменный характер взаимодействия партонов, что немедленно приводит к чисто реальной амплитуде и нулевой поляризации.

Остановимся на зависимости поляризации от поперечного импульса. Как уже говорилось, совокупность экспериментальных данных по процессам с большим p_{\perp} хорошо описывается известной формой

$$E_c \frac{d\sigma}{d^3p_c} = m_{\perp}^{-n} f(x_1, x_2). \quad (2.14)$$

В картине жесткого рассеяния это требует скейлинга $d\sigma/dt'$. Соответственно мы вправе предполагать скейлинг инвариантных амплитуд

$$A_i(s', t') \sim (s')^{-n/4} f_i(s', t').$$

Используя его в выражении для поляризации кварка (2.13), немедленно получим ($a = \gamma^n m_{\perp}^{-n} \chi_1(\Delta)$, $b = \gamma^n m_{\perp}^{-n} \chi_2(\Delta)$)

$$P_c = \frac{\chi_2(\Delta)}{\chi_1(\Delta)} \frac{2 m_c c_{\perp}}{c_{\perp}^2 + m_c^2},$$

т.е. поляризация линейно растет с ростом поперечного импульса партона при малых $c_{\perp} < m_c$ и убывает при больших ($c_{\perp} > m_c$).

Перейдем к поляризации адрона c . Функция фрагментации поляризованного партона в поляризованный адрон $D_{c/c}^{\lambda\mu\lambda'\mu'}$ в системе покоя c из соображений инвариантности относительно поворотов и отражений (наподобие амплитуды рассеяния вперед двух частиц со спином $1/2$) может быть записана в виде

$$D_{c/c}^{\lambda\mu\lambda'\mu'}(\chi) = D_0(\chi) \delta_{\lambda\mu} \delta_{\lambda'\mu'} + D_1(\chi) \sigma_{\mu\lambda} \sigma_{\lambda'\mu'}.$$

Далее с помощью формулы жесткого рассеяния (2.5) и гипотезы скейлинга нетрудно получить выражение для поляризации адрона:

$$P_c = \frac{\int d\Delta d\gamma Q_{a/A}(\alpha) Q_{b/B}(\beta) (D_0 - D_1(\gamma)) \gamma^h \chi_2(\Delta)}{\int d\Delta d\gamma Q_{a/A}(\alpha) Q_{b/B}(\beta) (D_0(\gamma) + 3D_1(\gamma)) \gamma^h \chi_1(\Delta)} \quad (2.15)$$

$$\frac{2 m_c p_{\perp}}{p_{\perp}^2 + m_c^2} = I(x_1, x_2) \frac{2 m_c p_{\perp}}{p_{\perp}^2 + m_c^2}$$

Рассмотрим качественные особенности поведения поляризации, определяемой этим выражением.

а) При фиксированных x_1 и x_2 поляризация адрона повторяет зависимость поляризации кварка от p_{\perp} , т.е. сначала возрастает с ростом p_{\perp} (до m_c), а затем падает.

б) В центральной области поляризация не зависит от x_1, x_2 при $x_1, x_2 \leq 0.15$, т.е. при $p_{\perp} \approx 1,5$ ГэВ/с для энергий $E \geq 50$ ГэВ.

Действительно, зависимость поляризации от x_1, x_2 может происходить за счет разницы в поведении χ_2 и χ_1 от Δ . Из угловой зависимости инклюзивных сечений, а также из поведения пика в антитриггерной компоненте было установлено, что $\chi_1(\Delta) \leq e^{-|\Delta|}$, а следовательно, $\chi_2(\Delta) < e^{-|\Delta|}$ (рис. 2-31) (разд. П. 6 и П. II), так что "хвосты" функций χ_1 и χ_2 за пределами $|\Delta| > 1,5+2$ дают малый вклад в интегралы (2.15) и при дальнейшем росте пределов

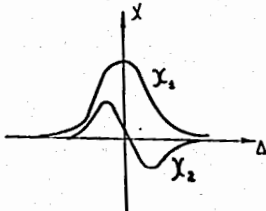


Рис. 2-31

интегрирования (т.е. при уменьшении χ_1 и χ_2) отношение (2.15) остается постоянным.

в) Аналогичное заключение можно сделать и в области фрагментации, когда $x_1 \approx x_F$, а $x_2 \approx m_1^2/x_F s$ мало. При фиксированном x_F и m_1 поляризация не должна меняться с энергией при $E \geq 4m_1/m_B x_F$ (т.е. при $E \geq 20+30$ ГэВ для $p_{\perp} \approx 1,5$ ГэВ/с и $x_F \approx 0,5$).

г) Поляризация слабо зависит от сорта мишени и пучка, поскольку влияние функций фрагментации $Q_{a/A}$ и $Q_{b/B}$ в числителе и знаменателе компенсируется.

д) Зависимость от x_F также, по-видимому, слабая.

Некоторые из перечисленных свойств наблюдаются уже сейчас (рост с p_{\perp} до $p_{\perp} \approx 1,5$ ГэВ/с), слабая зависимость от x_F . Из других предсказаний наиболее интересным кажется "энергетический скейлинг", который отличает механизм жесткого рассеяния от ридж-евого, например, Следует также отметить большую величину левосторонней асимметрии в рождении частиц на поляризованной мишени. При этом равенство асимметрии и поляризации могло бы служить еще одним аргументом в пользу бинарности партонного подпроцесса.

Перечисленные выше качественные черты не зависят от конкретной картины жесткого соударения и сохраняются как для рассеяния партонных типа $0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$ и $0 + 0 \rightarrow 1/2 + 1/2$, так и для случая прямого рождения бариона $q + q \rightarrow B + \bar{q}$, который, по-видимому, наиболее вероятен при достижимых ныне p_{\perp} ввиду сильного (5000 раз) подавления процессов с непрямым образованием барионов из-за отбора триггером. (В этом случае $D_1 = 0$, а $D_0 \sim \delta(\gamma - 1)$). Об этом, по нашему мнению, свидетельствует более высокая ($\sim p_{\perp}^{-12}$), чем для мезонов, степень убывания с p_{\perp} спектра протонов и антипротонов. В пользу такого подпроцесса говорит и большая поляризация Λ . В самом деле, естественно думать, что фрагментация кварка в барион с той же спиральностью вдвое больше, чем с противоположной. Но тогда $D_1 \approx 1/3 D_0$, и из выражения (2.15) немедленно следует, что $P_{\Lambda} \leq 1/3$.

Представляет интерес возможность наблюдения поляризации адронных струй с большим p_{\perp} как один из аргументов в пользу их кваркового происхождения.

Таким образом, партонная модель жесткого соударения достаточно хорошо описывает основные черты этих явлений. Основной трудностью при этом оказывается слишком быстрое убывание спектров вторичных частиц с ростом поперечного импульса противоречащее точечности партона. Множество механизмов, предложенных для объяснения этого явления (СИМ, размерная константа связи и др.), свидетельствует о том, что каждый из них оказывается в какой-то степени неудовлетворительным. Наиболее близкими к истине нам кажутся попытки набрать недостающие степени из множества источников, "работающих" в одну и ту же сторону. Это:

а) Дополнительное падение сечения кварк-кваркового взаимодействия из-за уменьшения эффективного взаимодействия с ростом P_{\perp} .

б) Дополнительное падение вследствие зависимости функции распределения кварков в адронах Q и функций фрагментации D от поперечного импульса, триггера P_{\perp} , на которое указывает нарушение скейлинга в глубоконеупругих процессах.

в) Дополнительное падение из-за довольно большого соударения среднего поперечного импульса кварков в адроне и адронов в кварке, которое может проявляться вплоть до достаточно высоких значений P_{\perp} .

Все эти причины находят естественное теоретическое оправдание при рассмотрении жестких процессов в квантовой хромодинамике — теории, являющейся ныне единственным серьезным претендентом на роль теории сильных взаимодействий, рассмотрению которой посвящается следующая глава.

Таблица

Процесс	Экспер. $\frac{n}{m}$	FFF $\frac{n}{m}$	СМ $\frac{n}{m}$
$pp \rightarrow \pi^+$	$\frac{8.5}{8.8}$	$\frac{8}{9}$	$\frac{8}{7}$
π^-	$\frac{8.9}{7.7}$	$\frac{8}{9}$	$\frac{8}{7}$
K^+	$\frac{8.4}{8.8}$	$\frac{8}{9}$	$\frac{8}{7}$
K^-	$\frac{8.9}{11.7}$	$\frac{8}{11}$	$\frac{8}{9}$
p	$\frac{11.7}{6.8}$	$\frac{8}{11}$	$\frac{12}{5}$
\bar{p}	$\frac{11.9}{8.0}$	$\frac{8}{13}$	$\frac{12}{7}$
$\pi^- p \rightarrow \pi^0$	$\frac{?}{5.5}$	$\frac{8}{7}$	$\frac{8}{5}$
$\pi^+ p \rightarrow \pi^0$	$\frac{?}{5.5}$	$\frac{8}{7}$	$\frac{8}{5}$

Литература к гл. II.

1. M. Jacob, P.V. Landshoff "Large transverse momentum and jet studies" Phys.Rep. 48C, 285, (1979).
2. N.A. Chernikov. Elem. part. and Nuclei 4, 773 (1973).
3. P. Darriulat. Proc. 18-th Int. Conf. on HEP Tbilisi, 1976, JINR D1,2-10400, Dubna, 1977, v.1, p.A4-23.
4. R. Sosnowski. Proc. 19-th Int. Conf. on HEP, Tokio, 1978, p. 693.
5. P. Darriulat. Proc. EPS Int. Conf. on HEP, Palermo, 1975, p. 841.
6. R. Cotterel et al (CCHK). Nucl.Phys. B104, 365 (1976); B127, 1 (1977).
7. K. Eggert et al. (ACHM), Nucl.Phys. B98, 49 and 73 (1975).
8. M. Della Negra, 7-th Internat. Coll. on Multipart. React., Tutzling, 1976, p. 189.
9. B. Alper et al (DIRL) Nucl.Phys. B114, 1 (1976).
10. S.M. Berman, J.D. Bjorken, J.B. Kogut, Phys.Rev. D4, 3388 (1971).
11. R.D. Field, R.P. Feynman, Phys.Rev. D15, 2590 (1977).
R.P. Feynman, R.D. Field, G.C. Fox, Nucl.Phys. B128, 1 (1977).
12. D. Sivers, S. Brodsky, R. Blankenbecler, Phys.Rep. 23C, 1 (1976).
13. C. Bromberg et al (E260), Nucl.Phys. B134, 189 (1978).
14. R.P. Feynman, R.D. Field, G.C. Fox. CALT-68-651, (1978).
15. G. Bunce et al. Phys.Rev.Lett. 36, 1113 (1976).
16. А.В. Ефремов. Ядерная физика. 28., II6 (1978).

3.1. Введение

Совместимость основных положений партонной модели (ПМ) с принципами ренормируемой квантовой теории поля является давней проблемой, известной с самого момента возникновения партонной модели. Еще тогда было установлено /1,2/, что получить стандартную (приводящую к скейлингу) ПМ из ренормируемых моделей теории поля (таких, как кварковая χ_5 -теория), можно только путем введения обрезания по поперечному импульсу (скажем, при $k_\perp \sim 300 \text{ МэВ}$) в фейнмановские интегралы соответствующей теоретико-полевой модели. В противном случае возникают нарушающие скейлинг логарифмические вклады $(q^2 \ln Q^2)^N$. Можно предположить, однако, что подобное нарушение скейлинга относительно мало в асимптотически свободных теориях, таких, как квантовая хромодинамика, в которой эффективная, зависящая от масштаба, константа связи $\bar{g}(Q)$ мала при больших передачах импульса Q .

Это приводит к "асимптотически свободной партонной модели" /3/, в которой функции распределения $f(x, Q^2)$ медленно меняются с ростом Q - виртуальности тока, зондирующего адронную структуру в глубоконеупругих процессах. Справедливость такой партонной модели с нарушенным скейлингом может быть обоснована /4-6/ для глубоконеупругого рассеяния в рамках формализма операторных разложений (ОР) /7,8/. Однако непосредственное применение ОР к другим жестким процессам, таким, как инклюзивное рождение

адронов в e^+e^- -аннигиляции, рождение лептонных пар и адронов с большим поперечным импульсом и др., невозможно. Поэтому в последнее время /9-14/ значительное внимание уделялось доказательству оправданности квантово-хромодинамической партонной модели для всех жестких процессов в рамках теории возмущений /15-25/.

В последующих разделах дается обзор достижений в этой быстро развивающейся области теоретических исследований. При изложении используется формализм, развитый в наших работах на эту тему /10,19,23/. Мы обсуждаем также несколько отличный от нашего подход, развитый другими группами /22,24,25/. Для упрощения изложения мы начинаем исследование с проблем, свойственных всем ренормируемым моделям квантовой теории поля, и лишь затем переходим к анализу усложнений, возникающих в КХД.

3.2. Партонная модель и квантовая теория поля

Чтобы дать представление о проблемах, с которыми приходится сталкиваться при попытках обосновать партонную картину в рамках ренормируемой полевой модели, рассмотрим известную "handbag"-диаграмму для амплитуды $T^{H\nu}(P, q)$ виртуального комптоновского рассеяния на нулевой угол (рис.3-1). Напомним, что с помощью дисперсионного соотношения ее можно связать со структурной функцией глубоконеупругого рассеяния $W^{H\nu}(P, q) \sim \text{Disc } T^{H\nu}(P, q)$.

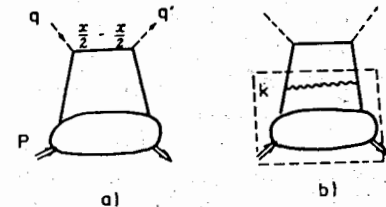


Рис.3-1

Запишем вклад этой диаграммы в координатном представлении

$$T(P, q) = -\frac{1}{4\pi} \int e^{iqx} \langle P | \bar{\psi}(-\frac{x}{2}) \gamma^\mu S^c(x) \gamma_\mu \psi(\frac{x}{2}) | P \rangle d^4x, \quad (3.1)$$

где $T = -T^M$, $S^c(x)$ - спинорный пропагатор, а \dots обозначает обычное нормальное произведение (см., например, /26/). Разлагая билакальный (т.е. зависящий от двух точек в координатном пространстве) оператор в ряд Тейлора

$$:\bar{\psi}(-\frac{x}{2})\Gamma\psi(\frac{x}{2}): = \sum_{n=0}^{\infty} :\bar{\psi}(0)\Gamma\overset{\leftarrow}{\partial}_{\mu_1}\dots\overset{\leftarrow}{\partial}_{\mu_n}\psi(0): \frac{x^{\mu_1}\dots x^{\mu_n}}{n!}, \quad (3.2)$$

мы получаем прототип операторного разложения.

Затем, используя формулу

$$\langle P | :\bar{\psi}(0)\Gamma\overset{\leftarrow}{\partial}_{\mu_1}\dots\overset{\leftarrow}{\partial}_{\mu_n}\psi(0) : | P \rangle = a_n P_{\mu_1}\dots P_{\mu_n} + (\text{свертки}) \quad (3.3)$$

типа $P^2 g_{\mu_1\mu_2}\dots$)

и отождествляя коэффициенты a_n с моментами функций распределения партонов

$$a_n = \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} \beta^n f(\beta), \quad (3.4)$$

получаем обычную партонную формулу

$$T(P, q) = \int_0^1 \frac{d\beta}{\beta} t(q, \beta P) f(\beta). \quad (3.5)$$

Члены со свертками в (3.3) дают поправки порядка $O(P^2/Q^2)$, которыми мы пренебрегаем.

Однако билакальные операторы в (3.1) не являются пока хорошо определенными величинами, поскольку новые вершины $\bar{\psi}(0)\Gamma\overset{\leftarrow}{\partial}^n\psi(0)$ имеют в ренормируемых теориях расходимости, которые не удаляются применением обычной R -операции. Необходимо дополнить ее рецептом ренормировки вершин, соответствующих составным операторам. Заметим, что при этом вводится новый ренормировочный масштаб μ , поэтому матричные элементы составных операторов также зависят от μ .

Другая трудность возникает при вычислении радиационных поправок к результату партонной модели. С одной стороны, кажется разумным полагать, что любая диаграмма, описывающая процесс, в котором в начальном состоянии имеется партон и виртуальный γ -квант, должна давать вклад в радиационные поправки к сечению партонного подпроцесса. С другой стороны, есть все основа-

ния опасаться, что при этом происходит двойной учет. Можно считать, например, что диаграммы 3.1а и 3.1б на самом деле идентичны, т.е. что глюонную "ступеньку" необходимо отнести к функции распределения партонов. Отметим также, что сечение партонного подпроцесса, изображенного на рис. 3.1б, содержит член, пропорциональный $\ln Q^2/k^2$, где k - импульс партона. В стандартной партонной модели предполагается, что $|k^2| \ll m_{\text{had}}^2$, и поэтому величиной k^2 можно пренебречь. Логарифмический вклад, однако, обращается в бесконечность при $k^2 \rightarrow 0$ (или $Q^2 \rightarrow \infty$), и поэтому им нельзя пренебречь при больших Q^2 .

Обе вышеуказанные трудности в действительности связаны с отсутствием четкого определения функций распределения партонов и сечения партонного подпроцесса. По смыслу этих понятий, функции распределения партонов аккумулируют информацию о динамике взаимодействий на больших расстояниях (т.е. соответствующие интегралы должны быть обрезаны в ультрафиолетовой области), тогда как сечение партонного подпроцесса должно описывать динамику взаимодействий на малых расстояниях (т.е. должно быть обрезано в инфракрасной области). В импульсном представлении разбиение на малые и большие расстояния соответствует тому, что когда виртуальность k^2 (или поперечный импульс k_{\perp}^2) партона на рис. 3.1б велика: $|k^2| > \mu^2$ (или $k_{\perp}^2 > \mu^2$), глюонную ступеньку необходимо относить к сечению партонного подпроцесса, а в противном случае, если $|k^2| < \mu^2$ (или $k_{\perp}^2 < \mu^2$) - к функции распределения партонов. Разумеется, граница между малыми и большими расстояниями условна, но, во всяком случае, для осмысленности подхода необходимо, чтобы на малых расстояниях (или при больших виртуальных импульсах) константа связи была мала $\alpha_s(k^2)/\pi \leq \alpha_s(\mu^2)/\pi \ll 1$. В остальном положение границы μ произвольно, и от частного ее выбора физические результаты зависеть не должны. Заметим, что при подобном разделении вкладов больших и малых расстояний сечение партонного подпроцесса будет содержать $\ln Q^2/\mu^2$ вместо $\ln Q^2/k^2$. Поэтому, выбирая $\mu = Q$, можно добиться исчезновения таких логарифмических вкладов. Выбор $\mu = Q$ означает, что малыми считаются расстояния порядка $1/Q$.

3.3. Вычитательная процедура

Для разбиения вкладов малых и больших расстояний оказывается более удобным использовать так называемое α -представление^{/27/}, основанное на следующем выражении для пропагатора

$$\frac{1}{m^2 - p^2} = \int_0^{\infty} d\alpha \exp(\alpha(p^2 - m^2)). \quad (3.6)$$

Из (3.6) следует, что большим p^2 соответствуют малые α . Вклад любой диаграммы может быть записан в виде интеграла по α -параметрам всех ее линий (ср., например, /24/)

$$T(p_1, \dots, p_n; m) \sim \int_0^{\infty} \prod_{\sigma} d\alpha_{\sigma} D^{-2}(\alpha) G(p_1, \dots, p_n; m; \alpha) \exp\left\{Q(\alpha, p) / D(\alpha) - \sum_{\sigma} \alpha_{\sigma} (m_{\sigma}^2 - i\epsilon)\right\}, \quad (3.7)$$

где D, G, Q - функции, определяемые топологией диаграммы.

Рассмотрим некоторую диаграмму (рис.3-2). Она дает вклад как в функции распределения партонов (большие значения некоторых α -параметров), так и в сечения партонных подпроцессов (малые значения соответствующих α -параметров). Наша задача - разделить эти вклады.

Рассмотрим сначала такую ситуацию, когда входящий в вершину I большой импульс q "растекается" по всем линиям диаграммы V , т.е. для любой линии $|k_{\sigma}^2| \geq Q^2$. На языке α -параметров это означает, что

$$\lambda(V) = \sum_{\sigma \in V} \alpha_{\sigma} < 1/\mu^2,$$

где $\mu \sim Q$. В таком режиме диаграмма как целое дает вклад в амплитуду подпроцесса, а партонами являются частицы, соответствующие внешним линиям диаграммы. Поскольку все импульсы внутри диаграммы имеют порядок Q , то асимптотику такого вклада легко найти с помощью анализа размерностей (μ появляется только в комбинации $\ln Q^2/\mu^2$). В теории с безразмерными константами связи, с точностью до $\ln Q^2$, имеем

$$T(p, q) \sim Q^{2 - \sum d_i} Q^{2s} = Q^{2 - \sum t_i}, \quad (3.8)$$

где t_i - твист (размерность в единицах массы минус спин) i -й внешней линии. Множитель Q^{2s} обусловлен тем, что внешняя векторная линия, имеющая спин I , может добавить $P_{\mu} \sim Q$, кварковая (спин $1/2$) - $u(p) \sim Q^{1/2}$ и т.д. Для частиц со спином 0 и $1/2$ твист равен I . Поэтому асимптотика подпроцесса, описываемого диаграммой 3-2а, есть Q^0 , тогда как вклад диаграммы 3-2б как целого на малых расстояниях подавлен множителем $1/Q^2$.

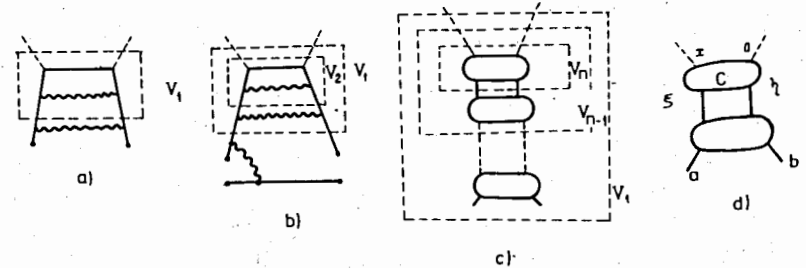


Рис.3-2

В оставшейся области интегрирования по α выделим подобласть, соответствующую тому, что большие импульсы проходят через некоторую поддиаграмму V_1 (рис.3-2а,б): $\lambda(V_1) < 1/\mu^2$. Импульсы, протекающие по линиям, лежащим вне V_1 , малы в том смысле, что $\lambda(V \setminus V_1) > 1/\mu^2$. Подграф V_1 дает вклад в сечение подпроцесса, а вклад подграфа $\bar{V}_1 \equiv V \setminus V_1$ должен быть отнесен к функции распределения партонов. Заметим, что согласно формуле (3.8), подграф V_1 в диаграмме 3-2б дает вклад $T \sim Q^0$ (а не Q^{-2}). Следовательно, при вычислении асимптотики достаточно ограничиться рассмотрением вклада на малых расстояниях только от подграфов с минимальным числом внешних линий.

Подграфы V_1, V_2 , через которые проходит в рассмотренных примерах большой импульс, обладают следующим свойством: если их сжать в точку, то получающаяся в результате диаграмма не будет зависеть от больших инвариантов $s = 2(P_q)$ и $Q^2 = -q^2$, поскольку импульсы q и $-q$ входят теперь в одну точку, а диаграмма зависит, естественно, только от суммарного импульса, равного в этом случае нулю.

Подграф V , сжатие которого в точку приводит к ликвидации зависимости диаграммы от больших переменных t_1, \dots, t_n , называется t_1, \dots, t_n -подграфом. Таким образом, асимптотика структурных функций глубоконеупругого рассеяния определяется интегрированием по области малых значений α -параметров, соответствующих линиям S, Q^2 подграфов (или просто Q^2 -подграфов, так как $S = \omega Q^2$), имеющих минимальное число внешних линий. Это утверждение справедливо и для других процессов.

Q^2 -подграфы, изображенные на рис.3, 3-2б, можно упорядочить следующим образом:

$$V_1 \supset V_2 \supset \dots \supset V_{n-1} \supset V_n.$$

При этом каждый Q^2 -подграф V_j составлен из двухчастично-неприводимых блоков K_i , соединенных между собой двумя линиями.

В теориях с векторными частицами в фейнмановской калибровке твист поля A_μ равен нулю, поэтому главный асимптотический вклад могут давать Q^2 подграфы с произвольным числом внешних глюонных линий. Как следствие, анализ векторных теорий более сложен, и будет изложен позднее. А пока займемся исследованием того, что дает разбиение вкладов малых и больших расстояний в теориях без векторных частиц.

После выделения вклада наибольшего Q^2 -подграфа V_1 , необходимо выделить вклад следующего Q^2 -подграфа V_2 , т.е. рассмотреть область $\lambda(V_2) < 1/\mu^2$. При этом, поскольку вклад области $\lambda(V_1) < 1/\mu^2$ уже выделен, то выполняются условия $\lambda(\bar{V}_2 \setminus \bar{V}_1) > 1/\mu^2$. Это означает, что вклад подграфа \bar{V}_2 , лежащего вне V_2 , соответствует большим расстояниям. Затем необходимо выделить вклады Q^2 -подграфов V_3, V_4, \dots и т.д. до V_n , т.е. пока все возможности не будут исчерпаны.

Важную роль для дальнейшего продвижения играет факторизация вкладов больших и малых расстояний. Такая факторизация для простых моделей может быть доказана непосредственно с помощью α -представления [23, 28], но простейшее доказательство основывается на использовании координатного представления [19, 23].

После применения описанной выше процедуры вклад любой диаграммы в координатном представлении имеет следующий вид (рис.3-2в):

$$\int d^4\xi d^4\eta \sum_{V_i} C(V_i; x, \xi, \eta; \mu^2) f(\bar{V}_i; \xi, \eta; p, \mu^2) + R(V, x, p). \quad (3.9)$$

Функция $C(V_i)$ есть результат интегрирования по малым α $\lambda(V_i) < 1/\mu^2$, а функция $f(\bar{V}_i)$ - по большим. Функция R дает "регулярный" вклад, в котором $\lambda(V_i) > 1/\mu^2$ для любого подграфа, который имеет 4 внешних линии и содержит фотонные вершины.

Вклад R в асимптотику $T(p, q)$ подавлен фактором $O(1/Q^2)$. Если подграф V имеет спинорные внешние линии, то необходимо использовать тождество Фирца

$$\delta_{\alpha'}^{\alpha} \delta_{\beta}^{\beta'} = \sum_{i=S, V, T, A, P} (\Gamma_i)_{\beta}^{\alpha} (\Gamma_i)_{\alpha'}^{\beta'}$$

для факторизации вкладов C и f .

Равенство (3.7) справедливо для любой диаграммы, поэтому, суммируя по всем возможным диаграммам, получим

$$T(x, p) = \sum_k \int d^4\xi d^4\eta C_k(x, \xi, \eta; \mu^2) f_k(\xi, \eta; p; \mu^2) + R(x, p) \quad (3.10)$$

где k нумерует различные 2-частичные промежуточные состояния. Функции C_k, f_k соответствуют следующим матричным элементам функций Грина

$$C_k(x, \xi, \eta; \mu^2) = \langle 0 | T(J(x) J(0) j_k(\xi) j_k(\eta)) | 0 \rangle \Big|_{\mu^2, IR} \quad (3.11a)$$

$$f_k(\xi, \eta, p; \mu^2) = \langle 0 | T(\psi_k(\xi) \psi_k(\eta) : \tilde{\Phi}(p) \tilde{\Phi}^*(-p) :) | 0 \rangle \Big|_{\mu^2, UV} \quad (3.11b)$$

где ψ_k - "партоновые" поля, j_k - соответствующие токи (заметим, что партоновые "ноги" целиком относятся к функции f), а Φ - поля внешних частиц. Функция C по построению регуляризована в инфракрасной области (т.е. $\lambda(V) < 1/\mu^2$), а функция f - в ультрафиолетовой.

Для частиц, являющихся связанными состояниями, n фундаментальных частиц необходимо заменить

$$f_k(\xi, \eta; p; \mu^2) \rightarrow f_k(\xi, \eta; p_1, \dots, p_n; \mu^2) = \\ = \langle 0 | T(\varphi_k(\xi) \varphi_k(\eta) : \tilde{\Phi}(p_1) \dots \tilde{\Phi}(p_n) \tilde{\Phi}^*(p_1) \dots \tilde{\Phi}^*(p_n)) | 0 \rangle_{\mu^2, UV} \quad (3.12)$$

Затем с помощью стандартного приема /27/ (подстановки разложения $\mathbb{1} = |n\rangle\langle n|$) достигается переход к матричным элементам

$$\text{Reg}_{\mu^2} \langle P | \varphi_k(\xi) \varphi_k(\eta) : | P \rangle, \quad (3.13)$$

обкладки которых соответствуют связанным состояниям.

Билокальный оператор $\text{Reg} : \varphi(\xi) \varphi(\eta)$: допускает переход $\xi \rightarrow \eta$, поскольку расходимости матричных элементов $\langle P | \varphi_{\alpha_1} \dots \varphi_{\alpha_n} | P \rangle$ удаляются применением вычитательной процедуры Reg_{μ^2} . Конкретный выбор вычитательной процедуры не однозначен, т.к. интегрирование по малым λ можно осуществлять с различными весовыми функциями, но необходимо, чтобы рецепты ультрафиолетовой (для f) и инфракрасной (для C) регуляризации были согласованы, т.е. чтобы результат для асимптотики не зависел от μ . Это требование очевидным образом выполняется, если разделение вкладов малых и больших расстояний производится так, как описано выше, т.е. представляет собой просто некую перегруппировку ряда теории возмущений.

3.4. Операторные разложения и модифицированная партонная Модель

Представление (3.10) есть не что иное как операторное разложение на световом конусе

$$T(J(x)J(0)) = \sum_k \int d\xi d\eta C_k(x, \xi, \eta; \mu^2) \mathcal{O}_k(\xi, \eta; \mu^2) + R(x). \quad (3.14)$$

Разлагая билокальный оператор $\mathcal{O}_k = : \varphi_k(\xi) \varphi_k(\eta) :$ в ряд Тейлора (3.2) по локальным, после интегрирования по ξ, η получаем ОР в стандартном виде /5/:

$$\langle T(J(x)J(0)) \rangle = \sum_{k,n} C_{k,n}(x^2, \mu^2) x^{\mu_1} \dots x^{\mu_n} \langle O_{\mu_1 \dots \mu_n}^k(0, \mu^2) \rangle + R(x) \quad (3.15)$$

Обозначение $\langle \rangle$ указывает, что (3.15) справедливо, только если операторы стоят в симметричных обкладках, например, для $\langle P | J J | P \rangle$ поскольку свойство трансляционной инвариантности

$$\langle P | O(x) | P \rangle = \langle P | O(0) | P \rangle \quad (3.16)$$

существенно используется при переходе от (3.14) к (3.15).

Возможность ограничиться в (3.15) вкладом операторов с минимальным твистом основана на хорошо известном факте прямой связи между асимптотикой в бьеркенновском пределе и сингулярностями на световом конусе. Действительно, из формул (3.1) и (3.15) следует, что

$$T(\omega, q^2) \sim \sum_{k,n} \int e^{i(q_{11}x_{11}) + i(q_{12}x_{12})} M^{t_{k-2}} a_n^{(k)}(\mu^2) (p_{x_{11}})^n C_n^{(k)}(x_{11}^2 - x_{12}^2, \mu^2) d^2x_{11} d^2x_{12} \sim \\ \sim \sum_{k,n} \int e^{i(q_{11}x_{11})} (p_{x_{11}})^n \varphi_n^{(k)}(x_{11}^2, \mu^2) M^{t_{k-2}} a_n^{(k)}(\mu^2) d^2x_{11}. \quad (3.17)$$

Мы разбили в (3.17) переменную интегрирования на продольную и поперечную составляющие, воспользовавшись тем, что всегда можно найти систему отсчета, в которой $(x_{\perp} P) = (x_{\perp} q) = 0$. Матричные элементы операторов с твистами, большими 2, неизбежно содержат размерный параметр M .

$$\langle P | O_{\mu_1 \dots \mu_n}^{(k)} | P \rangle = \{ P_{\mu_1} \dots P_{\mu_n} \} M^{t_{k-2}} a_n^{(k)}(\mu^2) \quad (3.18)$$

(Функции $a_n^{(k)}$ безразмерны), и их вклад подавлен фактором $(M/q)^{t_{k-2}}$ (заметим, что в выбранной системе отсчета $Q^2 = -q_{11}^2$).

Вклад операторов с минимальным твистом (равным в данном случае двум)

$$T^{(2)}(p, q) = \sum_{n=2,4,\dots} \frac{\{ P^{\mu_1} \dots P^{\mu_n} \} q_{\mu_1} \dots q_{\mu_n}}{Q^{2n}} a_n(\mu^2) E_n\left(\frac{Q^2}{\mu^2}, q\right) \quad (3.19)$$

допускает партонную интерпретацию. Напомним, что оператор $O_{\mu_1 \dots \mu_n}$ имеет определенный лоренцевский спин (и, следовательно, твист), только если он симметричен и все его "следы" равны нулю $\vartheta_{\mu_i \mu_j} O_{\mu_1 \dots \mu_n} = 0$. В выражениях (3.18), (3.19) скобки $\{ \dots \}$ означают бесследовую симметричную часть тензора):

$$\{P_{\mu_1 \dots \mu_n}\} = P_{\mu_1 \dots \mu_n} - \text{(члены, содержащие } \vartheta_{\mu_i \mu_j} \text{)}. \quad (3.20)$$

Первый член в правой части выражения (3.20) дает масштабный вклад (с точностью до логарифмов $\ln Q^2$), тогда как члены, содержащие $\vartheta_{\mu_i \mu_j}$, дают степенные поправки $(P^2/Q^2)^N$, обусловленные ненулевой массой мишени $P^2 \approx m_T^2$. Эти поправки могут быть учтены точно [5,30,31], если использовать некоторые простые свойства бесследовых комбинаций [32].

Например, в 4-мерном пространстве-времени можно записать

$$\{P^{\mu_1} \dots P^{\mu_n}\} \vartheta_{\mu_1} \dots \vartheta_{\mu_n} = \frac{\sqrt{P^2} \sqrt{q^2}}{2} C_n^1 \left(\frac{P q}{\sqrt{P^2} \sqrt{q^2}} \right), \quad (3.21)$$

где C_n^1 - полиномы Регенбауэра

$$C_n^1(\cos \theta) = \sin(n+1)\theta / \sin \theta. \quad (3.22)$$

Объединяя выражения (3.21), (3.22), получаем

$$\frac{\{P_{\mu_1} \dots P_{\mu_n}\} \vartheta^{\mu_1} \dots \vartheta^{\mu_n}}{Q^{2n}} = \frac{Q^2}{2^{n+1} (P q)} \frac{\xi_-^{-n-1} - \xi_+^{-n-1}}{[1 + P^2 q^2 / (P q)^2]^{1/2}}, \quad (3.23)$$

где $Q^2 = -q^2$, а ξ_+, ξ_- - дается формулой

$$\xi_{\pm} = \frac{2 Q^2}{\sqrt{(P q)^2 + P^2 Q^2} \mp (P q)}. \quad (3.24)$$

Используя выражение (3.23), можно переписать представление (3.19) в виде

$$T^{(as)}(P, q) = \frac{x}{(1 + 4m_T^2 x^2 / Q^2)^{1/2}} \cdot \sum_{n=2,4,\dots} [\xi_-^{-n-1} - \xi_+^{-n-1}] a_n(\mu^2) E_n(Q^2 / \mu^2, q) \equiv T^{(-)} - T^{(+)}, \quad (3.25)$$

где $x = Q^2 / 2(P q)$ - обычная бьеркеновская переменная. Легко показать, что $|\xi_{\pm}| > 1$, поэтому ряд для $T^{(+)}$ всегда сходится, и, следовательно, только амплитуда $T^{(-)}$ имеет разрез при $|x| < 1$, т.е. только $T^{(-)}$ дает вклад в $W(\omega, Q^2)$. В силу этого переменная $\xi = \xi_-$ есть истинная теоретико-полевая масштабная переменная, учитывающая поправки на массу мишени.

Используя дисперсионное соотношение между $T(\omega, Q^2)$ и $W(x, Q^2)$

$$T(\omega, Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_1^{\infty} \frac{d\tilde{\omega} W(1/\tilde{\omega}, Q^2)}{\tilde{\omega} - \omega}, \quad (3.26)$$

а также выражение (3.25), приходим к правилу сумм [30]

$$\int_0^1 \frac{dx}{x^2} W(x, Q^2) \xi^{n+1} = \sum_i a_{n,i}(\mu^2) E_{n,i}(Q^2 / \mu^2, q), \quad (3.27)$$

которое связывает Q^2 -зависимость моментов измеряемой на эксперименте структурной функции $W(x, Q^2)$ с Q^2 -зависимостью функции $E_{n,i}(Q^2 / \mu^2, q)$, вычисляемой, в принципе, в рамках теории возмущений, если константа связи $g^2 / 4\pi^2$ достаточно мала.

При очень больших Q^2 можно пренебречь разницей между ξ и x и использовать обычные x -моменты

$$M(n, Q^2) = \int_0^1 \frac{dx}{x} x^n W(x, Q^2) \quad (3.28)$$

вместо моментов Нахтманна (3.27).

Для того, чтобы записать $T^{(-)}$ в форме, подсказываемой партонной моделью, необходимо отождествить редуцированные матричные элементы $a_{n,i}(\mu^2)$ с моментами функций распределения партонов, например,

$$\frac{i^{n-1}}{2} \langle P | \bar{\Psi}_a \{ \gamma_{\mu_1} \partial_{\mu_2} \dots \partial_{\mu_n} \} \Psi_a | P \rangle = \quad (3.29)$$

$$= \{ P_{\mu_1} \dots P_{\mu_n} \} \int_0^1 \frac{dx}{x} x^n [f_a(x, \mu^2) + (-1)^n f_{\bar{a}}(x, \mu^2)],$$

где $f_a(x, \mu^2)$ ($f_{\bar{a}}(x, \mu^2)$) - зависящие от масштаба μ функции распределения кварков (антикварков), относящихся к типу a ($a = u, d, s, c, t, \dots$). Функции распределения партонов, зависящие от Q^2 , были впервые введены Когутом и Сасскайндом^{/3/}.

Более изощренная трактовка, основанная на операторных разложениях, была развита в работах^{/4-6/}.

Редуцированный матричный элемент $a_{n,i}(\mu^2)$ удовлетворяет уравнению ренормгруппы

$$\left(\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} \right) a_{n,i}(\mu^2) = \sum_j \gamma_n^{ij} a_{n,j}(\mu^2), \quad (3.30)$$

которое эквивалентно следующему уравнению эволюции для функции распределения партонов $f_i(x, \mu^2)$ ^{/4,34/}

$$\left(\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} \right) f_i(x, \mu^2; g) = \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \gamma^{ij} \left(\frac{x}{x'}, g \right) \cdot f_j(x', \mu^2; g), \quad (3.31)$$

где функция $\hat{\gamma}(\xi, g)$ определена так, что ее n -ый момент есть $\hat{\gamma}_n(g)$.

Матрица эволюции $\hat{\gamma}_n(g)$ вычисляется по теории возмущений. В результате, если функция $f_i(x, \mu^2)$ известна при некотором определенном μ , то можно вычислить поведение $f(x, Q^2)$ при любых Q^2 в области, где константа связи мала, поскольку

$$a_{n,i}(Q^2) = T \exp \left(\frac{1}{2} \int_{\mu^2}^{Q^2} \hat{\gamma}_n(g(t)) \frac{dt}{t} \right)_{ij} a_{n,j}(\mu^2), \quad (3.32)$$

где T указывает, что экспонента должна быть t -упорядочена.

В КХД функция $\hat{g}(t)$ известна. Например, в однопетлевом приближении

$$\frac{\hat{g}^2(t)}{16\pi^2} = \frac{1}{B \ln t/\Lambda^2}; \quad B = 11 - \frac{2}{3} N_f, \quad (3.33)$$

где N_f есть число типов кварков, а Λ - параметр, который должен определяться из эксперимента.

Следовательно, если представление (3.19) справедливо в КХД, тогда зависимость $W(x, Q^2)$ от Q^2 может быть вычислена. Предсказание состоит в том, что моменты структурных функций ведут себя как обратные степени логарифма $\ln(Q^2/\Lambda^2)$

$$\int_0^1 \frac{dx}{x^2} \xi^{n+1} W(x, Q^2) = \sum \left[\left(\frac{\ln \mu^2/\Lambda^2}{\ln Q^2/\Lambda^2} \right)^{\tilde{\gamma}_n/B} \right]_{ij} a_{n,i}(\mu^2) + O(M^2/Q^2), \quad (3.34)$$

где $\tilde{\gamma}_n$ определена соотношением $\tilde{\gamma}_n(g) = \tilde{\gamma}_n g^2 + O(g^4)$.

Обращая моменты в выражении (3.34), можно выразить $W(x, Q^2)$ через функции распределения партонов, зависящие от Q^2

$$W(x, Q^2) = \frac{x}{\xi (1 + 4m_f^2 x^2/Q^2)^{1/2}} \int_0^1 \frac{dz}{z} E_i \left(\frac{x}{z}, Q^2 \right) f_i(z, Q^2) + O(M^2/Q^2), \quad (3.35)$$

где $E_i(\xi)$ - функция, удовлетворяющая правилу сумм

$$\int_0^1 \xi^n d\xi E_i(\xi) = E_{n,i}(1, \bar{g}). \quad (3.36)$$

Необходимо, однако, заметить, что обращение моментов не является хорошо определенной процедурой в тех случаях, когда в правой части выражения (3.34) имеются члены, растущие с номером момента.

В работе /35/ утверждается, что в КХД мы сталкиваемся как раз с такой ситуацией - вклады операторов с высшими твистами на самом деле ведут себя как $(nM^2/Q^2)^K$. Это означает, что ими нельзя пренебречь для достаточно высоких моментов $n \gg n_0 = Q^2/M^2$. Моменты с большими n чувствительны к структуре функции $W(x, Q^2)$ при x , близких к 1. Вклады операторов с высшими твистами (сигнализирующие о непертурбационных эффектах, обусловленных наличием связанных состояний) ответственны за резонансную структуру при $x \sim 1$, тогда как вклад операторов с минимальным твистом ответствен за гладкий фон. Вне резонансной области вкладом операторов с высшими твистами можно пренебречь, и использовать формулу (35), которая является формулой жесткого рассеяния модифицированной (немасштабной) партонной модели.

Проблема, к исследованию которой мы сейчас перейдем, заключается в том, в какой степени схема, изложенная выше, работает в КХД.

3.5. Операторное разложение и калибровочные теории

Анализ калибровочных теорий в простейшей (фейнмановской) калибровке осложняется тем, что поле A_μ имеет нулевой твист. В этом случае подпроцесс может описываться подграфом \mathcal{V} , имеющим произвольное число внешних глюонных линий (рис.3-3а).

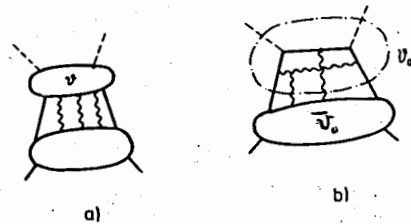


Рис.3-3

Зафиксируем вид исходных подграфов \mathcal{V}_0 и $\bar{\mathcal{V}}_0$ (рис.3-3б). Допустимые комбинации получаются в результате всевозможных соединений линий подграфа \mathcal{V}_0 с линиями подграфа $\bar{\mathcal{V}}_0$, причем необходимо просуммировать по всем таким возможностям. Каждая глюонная линия добавляет поле $A_\mu^a(z)$ в матричный элемент (3.13), кроме того, вместо пропагатора $S^c(x_2 - x_1)$, отно-

сящегося к функции $C(v_0)$, необходимо взять

$$g \int d^4z S^c(x_2 - z) \gamma^\mu \tau_a S^c(z - x_1), \quad (3.37)$$

где τ_a - матрица калибровочной группы в кварковом представлении. Заметим, что сумма (рис.3.4а)

$$S^c(x_2, x_1) = S^c(x_2 - x_1) + g \int S^c(x_2 - z) \gamma^\mu \hat{A}_\mu(z) S^c(z - x_1) dz + \dots \quad (3.38)$$

есть пропагатор спинорной частицы во внешнем глюонном поле /36/, т.е. решение уравнения

$$(i \hat{D}_\mu \gamma^\mu - m) S^c(x_2, x_1) = -\delta^4(x_2 - x_1), \quad (3.39)$$

где $\hat{D}_\mu = \partial_\mu - ig \hat{A}_\mu$ - ковариантная производная, действующая на поля кварков, а $\hat{A}_\mu = A_\mu^a \tau_a$.

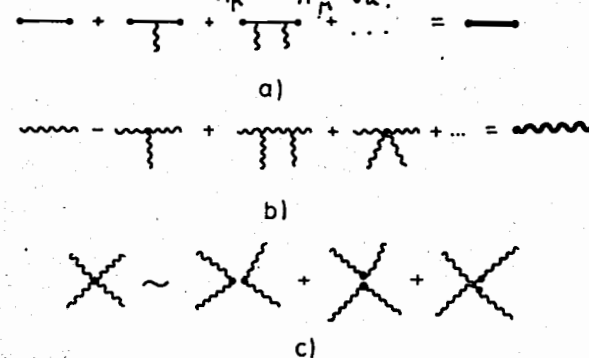


Рис.3-4

Таким образом, каждый пропагатор S^c , входящий в $C(v, x, \xi, \eta)$, необходимо заменить на S^c . Это соответствует тому, что партонный подпроцесс происходит не в пустоте, а в глюонном поле адрона.

Решение уравнения (3.39) будем искать в виде

$$S^c(x_\alpha, x_\beta) = (P \exp ig \int_{x_\beta}^{x_\alpha} \hat{A}_\mu(z) dz^\mu).$$

$$[S^c(x_\alpha, x_\beta) + R(x_\alpha, x_\beta)], \quad (3.40)$$

где P означает упорядочение вдоль прямой, соединяющей точки x_α, x_β , и являющейся контуром интегрирования в (3.40).

Подставляя (3.40) в (3.39), находим, что $R(x_\alpha, x_\beta)$ удовлетворяет уравнению

$$i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x_\alpha^\mu} R(x_\alpha, x_\beta) + g\gamma_\mu (x_\alpha^\nu - x_\beta^\nu) (R(x_\alpha, x_\beta) + S^c(x_\alpha, x_\beta)) = 0. \quad (3.41)$$

$$\int_0^1 t dt G_{\mu\nu}(x_\beta + t(x_\alpha - x_\beta)) = 0,$$

из которого следует, что R зависит от глюонного поля только через тензор напряженности $G_{\mu\nu} = i[\hat{D}_\mu, \hat{D}_\nu]/g$. Поскольку тензор $G_{\mu\nu}$ антисимметричен, каждый оператор типа $:\phi_6 \dots \phi_6:$ имеет твист более высокий, чем твист оператора 0 , следовательно, величиной R в (3.40) можно пренебречь.

Легко заметить, что в абелевой теории все экспоненциальные факторы суммируются в

$$\exp(ig \int_\eta^\xi A_\mu(z) dz^\mu) \quad (3.42)$$

для кварковых операторов, а для глюонных - сокращаются. Это означает, что функция $S(\psi, \chi, \xi, \eta)$ не меняется, а вместо $\bar{\Psi}(\xi)\Psi(\eta)$ возникает калибровочно-инвариантный биллокальный оператор

$$D(\xi, \eta; \mu^2) = \text{Reg}_{\mu^2} : \bar{\Psi}(\xi) \exp(ig \int_\eta^\xi A_\mu(z) dz^\mu) \Psi(\eta); \quad (3.43)$$

который с помощью теоремы Бейкера-Хаусдорфа (см., например, /36, 37/) разлагается в ряд Тейлора по калибровочно-инвариантным локальным операторам, получаемым из операторов (3.2) заменой $\partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu$.

В неабелевых теориях модифицируются и глюонные пропагаторы (рис. 3.46)

$$g_{\mu\nu} \delta_{ab} D^c(x_\alpha - x_\beta) \rightarrow \mathcal{D}_{\mu\nu}^{ab} =$$

$$= P \exp(ig \int_{x_\beta}^{x_\alpha} \tilde{A}_\mu(z) dz^\mu)_{ab} [g_{\mu\nu} D^c(x_\alpha - x_\beta) + O(\mathcal{G})], \quad (3.44)$$

где $\tilde{A}_\mu \equiv A_\mu^a \sigma_a$, а матрицы σ_a реализуют присоединенное (глюонное) представление калибровочной группы. "Духовный" пропагатор также модифицируется

$$\delta_{ab} D^c(x_\alpha - x_\beta) \rightarrow (P \exp ig \int_{x_\beta}^{x_\alpha} \tilde{A}_\mu(z) dz^\mu)_{ab}. \quad (3.45)$$

$$[D^c(x_\alpha - x_\beta) + O(\mathcal{G})].$$

Чтобы объединить экспоненты, соответствующие соседним спинорным линиям, необходимо, используя разложение

$$e^A B e^{-A} = B + [A, B] + \frac{1}{2!} [A, [A, B]] + \dots \quad (3.46)$$

и коммутатор

$$[\tau_b, \tau_a] = -(\sigma_b)_{ac} \tau_c, \quad (3.47)$$

прокоммутировать одну из них с τ -матрицей

$$\begin{aligned}
 & (P \exp ig \int_y^x \hat{A}_\mu(z) dz^\mu)_{AB} (\tau_a)_{BC} = \\
 & = (\tau_a)_{AB} (P \exp ig \int_y^x \hat{A}_\mu(z) dz^\mu)_{BC} (P \exp ig \int_y^x \tilde{A}_\mu(z) dz^\mu)_{Ca}. \quad (3.48)
 \end{aligned}$$

В правой части выражения (3.48) имеется дополнительный экспоненциальный фактор. Точно такой же фактор появляется после коммутации экспоненты, входящей в модифицированный глюонный или "духовый" пропагаторы с σ -матрицей, стоящей в соответствующей тройной вершине. Цветовой фактор, соответствующий 4-глюонной вершине, может быть представлен в виде суммы членов, каждый из которых эквивалентен двум 3-глюонным вершинам, относящимся к одной пространственно-временной точке и соединенным фактором δ_{ab} - цветовым множителем обычного глюонного пропагатора (рис. 3-4в).

Решающим является тот факт, что экспоненты, возникающие в результате коммутирования, сокращаются с экспонентами, входящими в модифицированные глюонные или духовые пропагаторы. Как следствие, для подграфа с внешними кварковыми линиями остается лишь фактор

$$(P \exp ig \int_\eta^\xi \hat{A}_\mu(z) dz^\mu),$$

соответствующий калибровочно-инвариантному оператору, аналогичному (3.42), тогда как для подграфа с внешними глюонными линиями остается калибровочно-инвариантный билокальный оператор

$$(G_{\mu\lambda}(\xi) P \exp ig \int_\eta^\xi \tilde{A}_\mu(z) dz^\mu G_\nu^\lambda(\eta)). \quad (3.49)$$

Эти калибровочно-инвариантные билокальные операторы могут быть разложены в ряд Тейлора по стандартным калибровочно-инвариантным локальным операторам, использованным в /38/.

Существует класс калибровок, в которых анализ векторных теорий не отличается существенным образом от анализа более простых

некалибровочных теорий. Действительно, из представления

$$T(x, Q^2) \sim \sum_n Q^{-2n} q^{n_1} \dots q^{n_n} E_n(Q^2/\mu^2, g).$$

следует, что в аксиальной калибровке $(g, A) = 0$ можно вместо D_μ использовать просто ∂_μ для операторов, дающих главный вклад. Другими словами, в этой калибровке (как и в любой калибровке типа $(g, A) + \alpha (P, A) = 0$, где α - произвольное число) вклад конфигураций, в которых добавочные глюоны участвуют в партонном подпроцессе, подавлен степенным образом $O(1/Q^2)$. Поэтому дальнейший анализ проводится как в теории типа вжакской. Добавочным упрощением является то, что в аксиальной калибровке отсутствуют "духовые" поля. Поэтому аксиальная калибровка очень удобна для партонной интерпретации, как это было впервые показано Липатовым /39/ в абелевской модели. Его анализ обладает всеми главными чертами партонного подхода, развитого позднее Алтарелли и Паризи /34/, который эквивалентен использованию аксиальной калибровки в КХД /14, 40/.

С другой стороны, можно дать и калибровочно-инвариантное определение функций распределения партонов в КХД /5, 6/:

$$\begin{aligned}
 & \frac{i^{n-1}}{2} \langle P | \bar{\Psi}_a \{ \gamma_{\mu_1} \hat{D}_{\mu_2} \dots \hat{D}_{\mu_n} \} \Psi_a | P \rangle = \\
 & = \{ P_{\mu_1} \dots P_{\mu_n} \} \int_0^1 \frac{dx}{x} [f_a(x, \mu^2) + (-1)^n f_a(x, \mu^2)] \quad (3.51)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{i^n}{2} \langle P | \text{Tr} \{ G_{\mu_1 \nu_1} \tilde{D}_{\mu_2} \dots \tilde{D}_{\mu_{n-1}} G_{\mu_n \nu_n} \} | P \rangle = \\
 & = \{ P_{\mu_1} \dots P_{\mu_n} \} \frac{1 + (-1)^n}{2} \int_0^1 x^n \frac{dx}{x} f_g(x, \mu^2). \quad (3.52)
 \end{aligned}$$

Согласно (3.51), кварк-партон есть на самом деле кварк вместе с сопровождающим его глюонным полем \tilde{A}_μ . Это поле, однако, зависит от выбранной калибровки, и поэтому соответствует нефизическим степеням свободы. С другой стороны, физический, поперечно поляризованный глюон-партон описывается в выражении (3.52) калибровочно-инвариантным тензором $G_{\mu\nu}$, тогда как зависящий от выбора калибровки "хвост" глюона дается полем \tilde{A}_μ , входящим в ковариантную производную \tilde{D}_μ .

Из выражений (3.51), (3.52) следует, что функции распределения подчиняются правилам сумм

$$\sum_a q_a \int_0^1 dx [f_a(x, \mu^2) - f_{\bar{a}}(x, \mu^2)] = q_N \quad (3.53)$$

$$\sum_{p=a, \bar{a}, g} \int_0^1 x dx f_p(x, \mu^2) = 1, \quad (3.54)$$

выражающим сохранение векторного тока и энергии-импульса, соответственно. Здесь q_a (q_N) есть некоторое аддитивное квантовое число кварка типа a (соответственно, адрона), сохраняющееся в сильных взаимодействиях.

3.6. Формула Дрелла-Яна и анализ сингулярностей на световом конусе

Аналогом "handbag" - диаграммы для процесса рождения массивных лептонных пар является диаграмма Дрелла-Яна, которая также может быть записана в координатном представлении:

$$T^{(\mathcal{D})}(P_A, P_B, Q) = \int d^4x e^{iQx} \langle P_A | : \varphi(x) \varphi(0) : | P_A \rangle \cdot \langle P_B | : \varphi(0) \varphi(x) : | P_B \rangle. \quad (3.55)$$

Так же, как и в формуле (3.1), матричные элементы в (3.55) не допускают предельного перехода $x \rightarrow 0$, т.е. билोकальные операторы $:\varphi(x) \varphi(0):$ являются плохо определенными величинами. Поэтому необходимо построить вычитательную процедуру, подобно тому, как это было сделано в разделе 3.3. В результате получаем представление

$$W(P_A, P_B, Q) \sim \int e^{iQx} d^4x \int C_{ij}(x, \xi, \eta, \xi', \eta'; \mu^2)$$

$$\langle P_A | \mathcal{O}_i(\xi, \eta; \mu^2) | P_A \rangle \langle P_B | \mathcal{O}_j(\xi', \eta'; \mu^2) | P_B \rangle d\xi d\eta \cdot d\xi' d\eta' + R(x). \quad (3.56)$$

Конфигурации, дающие вклад в R , изображены на рис.3-5: рис. 3-5а описывает ситуацию, когда в партонном подпроцессе

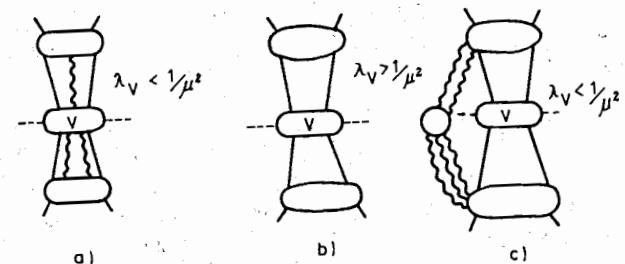


Рис.3-5

участвуют более чем два партона; рис.3-5б соответствует тому, что фотонные вершины находятся на большом расстоянии друг от друга, иными словами, $\lambda(V) > 1/\mu^2$ для любого подграфа, содержащего эти вершины и имеющего 4 внешних линии; рис. 3-5в описывает партонный подпроцесс, сопровождаемый обменом мягким квантом между "верхом" и "низом" диаграммы.

Разлагая билोकальные операторы в ряд Тейлора по локальным, получаем

$$W^{(\mathcal{D})} \sim \int d^4x e^{iQx} \left\{ \sum_{ij, mnk} C_{ij}^{mnk}(x^2, \mu^2) \chi(x^2)^k \right.$$

$$\delta_{\nu_1}^{M_1} \dots \delta_{\nu_k}^{M_k} x^{\nu_{k+1}} \dots x^{\nu_n} x_{\nu_{k+1}} \dots x_{\nu_m}$$

$$\langle P_A | O_{M_1 \dots M_n}^i (0, \mu^2) | P_A \rangle \langle P_B | O_j^{\nu_1 \dots \nu_m} (0, \mu^2) | P_B \rangle + R(x, P_A, P_B, Q) \} \quad (3.57)$$

Функции C_{ij}^{mnk} в каждом порядке теории возмущений имеют одинаковые (с точностью до логарифмов) сингулярности на световом конусе. Вклады диаграмм 3.5а, б соответствуют более слабым сингулярностям на световом конусе. Поэтому полезность представления (3.57) зависит от того, каким образом асимптотика W связана с сингулярностями на конусе. По аналогии с (3.17) запишем формулу (3.57) в виде

$$W \sim \sum_{ij, mnk} \int d^2 x_{||} d^2 x_{\perp} e^{i(Q_{||} x_{||}) + i(Q_{\perp} x_{\perp})} (x_{||} P_A)^{m-k} \quad (3.58)$$

$$(x_{||} P_B)^{n-k} (x_{\perp}^2)^k (P_A P_B)^k F_{ij}^{mnk} (x_{||}^2 - x_{\perp}^2, \mu^2) a_{m,i}(\mu^2) a_{n,j}(\mu^2).$$

В отличие от глубоконеупругого рассеяния, в формуле (3.58) имеется фактор $\exp(i Q_{\perp} x_{\perp})$. Поэтому вклады, соответствующие более слабым сингулярностям по x_{\perp}^2 могут иметь в качестве дополнительного фактора либо $M^2/Q_{||}^2$, либо M^2/Q_{\perp}^2 . Очевидно, что поэтому представление (3.58) бесполезно при $Q_{\perp} \sim M$, так как в этом случае необходимо учитывать вклады операторов со сколь угодно большими твистами. Избежать этого можно, либо исследуя предел $Q_{\perp}^2 \sim Q_{||}^2 \sim s \gg M^2$, т.е. рождение пар с большим поперечным импульсом, либо проинтегрировав по Q_{\perp} , тогда

$$\tilde{W} \equiv \int W(P_A, P_B, Q) d^2 Q_{\perp} \sim \sum_{ij, mnk} \int d^2 x_{||} e^{i Q_{||} x_{||}} \quad (3.59)$$

$$F_{ij}^{mnk} (x_{||}^2, \mu^2) (x_{||} P_A)^{m-k} (x_{||} P_B)^{n-k} (x_{||}^2)^k s^k$$

(ср. с формулой (3.17)). Более удобно, однако, вместо \tilde{W} использовать формфактор $W(\tau, Q^2)$, связанный с наблюдаемым на эксперименте полным сечением $d\sigma/dQ^2$ рождения пар с массой Q :

$$W(\tau, Q^2) = \int W(P_A, P_B, \tilde{Q}) \delta^+(\tilde{Q}^2 - Q^2) \Theta(P_A^0 + P_B^0 - \tilde{Q}_0) d^4 \tilde{Q} \quad (3.60)$$

В этом случае вклады операторов с высшими твистами подавлены фактором $(M^2/Q^2)^N$.

Таким образом, только в двух случаях: для $d\sigma/dQ^2$ при $s \sim Q^2 \gg M^2$ и для $d\sigma/d^4 Q$ при $s \sim Q_{\perp}^2 \sim Q_{||}^2 \gg M^2$ асимптотика определяется некоторым подпроцессом на малых расстояниях, или, на языке α -представления, интегрированием по малым $\lambda(V)$ соответствующих Q^2 -подграфов V . Заметим, что представление (3.60) означает, что $W(\tau, Q^2)$ дается диаграммами, в которых фотонные вершины соединены линией σ_0 , принадлежащей фиктивной частице с массой Q (рис.3.6а). Эта линия и является в данном случае минимальным Q^2 -подграфом, а соответствующий вклад дает формулу Дрелла-Яна. Минимальные Q^2 -подграфы

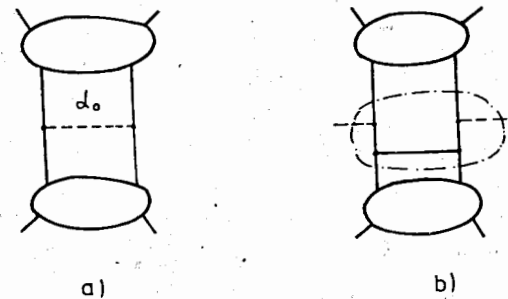


Рис. 3-6

для $d\sigma/d^4 Q$ (рис.3.6б) имеет более высокий порядок по константе кварк-глюонного взаимодействия и описывает рождение пар только с большим поперечным импульсом. За рождение массивных пар с малым поперечным импульсом ответствен совсем другой - так называемый пинчевой - режим, связанный с интегрированием по большим значениям α -параметров, т.е. с динамикой на больших расстояниях. В силу этого сечение $d\sigma/d^4 Q$ при $Q_{\perp} \sim M$ не может быть

рассчитано по теории возмущений в моделях, для которых константа связи $\alpha_s(M)$ велика, например, в квантовой хромодинамике.

Как и для глубокоупругого рассеяния, зависимость вклада операторов с минимальным твистом от масс сталкивающихся адронов может быть вычислена точно. В результате для $d\sigma/dQ^2$ возникает улучшенная масштабная переменная

$$\xi(\mu) = \frac{2\tau}{1 + \sqrt{1 + 4m_A^2 m_B^2 / s^2}} \quad (3.61)$$

(где $\tau = Q^2/s$, $s = 2(P_A P_B)$), которая, правда, практически бесполезна при анализе экспериментальных данных ввиду малости отношения $4m_A^2 m_B^2 / s^2$.

Вклад операторов с минимальным твистом может быть записан в виде формулы жесткого рассеяния

$$W(Q^2, \tau) = \sum_{a,b} \int_0^1 \frac{dx}{x} \int_0^1 \frac{dy}{y} \theta(xy - \tau) f_{a/A}(x, \mu^2) f_{b/B}(y, \mu^2). \quad (3.62)$$

$$\cdot W_{ab}(Q^2, \tau/xy; \mu^2)$$

$$W(Q^2, \tau, \tau_\perp) = \sum_{a,b} \int_0^1 \frac{dx}{x} \int_0^1 \frac{dy}{y} f_{a/A}(x, \mu^2) f_{b/B}(y, \mu^2) \cdot$$

$$W_{ab}(Q_\perp^2, \tau/xy, \tau_\perp/xy; \mu^2) \theta(\sqrt{xy} - \sqrt{\tau_\perp} - \sqrt{\tau + \tau_\perp}),$$

где $\tau_\perp = Q_\perp^2/s$.

Напомним, что μ появляется в $W(\dots, \mu^2)$ только в комбинации $\ln Q^2/\mu^2$ (или $\ln Q_\perp^2/\mu^2$). Если положить $\mu = Q$ (или $\mu = Q_\perp$), тогда вся логарифмическая μ -зависимость поглощается функциями распределения партонов.

3.7. Рождение массивных лептонных пар в КХД

Кроме поправок, обусловленных операторами высших твистов, в $R(x)$ входят также вклады другого типа (рис.3.5в), соответствующие такой ситуации, когда партонный подпроцесс сопровождается обменом мягкими квантами между частицами, не

участвующими в подпроцессе. В партонной модели считается $\sim 1/Q^2$, что вклады таких конфигураций подавлены степенным образом (фактором $(1/Q^2)^N$) по сравнению с дрелл-яновским вкладом. Эта точка зрения подтверждается также явными вычислениями в реджонной технике $^{42/}$, где подобный обмен трактуется как обмен помероном. Возникает естественный вопрос - можно ли показать, что и в КХД мягкие обмены не дают вклада в главную асимптотику?

Мягкие обмены соответствуют интегрированию в области очень больших расстояний (в α -представлении - по области $\alpha \sim Q^2/p^4$) или малых импульсов $k \sim p^2/Q$. Известно, что в теориях, в которых отсутствуют инфракрасные особенности, например, в кварковой γ_5 -теории, мягкая область дает только неглавный вклад для любой диаграммы типа рис. 3-5в). В абелевых калибровочных теориях, подобных квантовой электродинамике, инфракрасные особенности, хотя и имеются в каждой отдельно взятой диаграмме, сокращаются в каждом порядке теории возмущений, если просуммировать по мягким квантам в конечном состоянии, т.е. для инклюзивных сечений.

К сожалению, отсутствует общее доказательство того, что подобная процедура суммирования по мягким глюонам в конечном состоянии устраняет инфракрасные особенности и в квантовой хромодинамике. Нужно подчеркнуть, однако, что в действительности нет необходимости доказывать существование подобного сокращения в наиболее общем случае, т.е. для всех возможных начальных состояний, поскольку практически мы имеем дело с более ограниченным классом процессов, в которых в начальном состоянии имеются только бесцветные частицы (т.е. адроны, лептоны, но не кварки или глюоны). Сечения таких процессов описываются диаграммами, внешние линии которых соответствуют бесцветным частицам. Можно показать (используя тождества Уорда в аксиальной калибровке $^{49/}$), что сумма таких диаграмм не имеет инфракрасных особенностей в каждом порядке теории возмущений. Это приводит к тому, что суммарный вклад мягких обменов подавлен фактором $O(1/Q^2)$.

Физическая причина подобного сокращения весьма проста: мягкий глюон "чувствует" только суммарный цветовой заряд частицы и не взаимодействует с бесцветными состояниями, даже если они и составлены из цветных объектов.

Таким образом, конфигурации, изображенные на рис. 3-5в, можно не рассматривать. Теперь наша задача - убедиться в том, что вклады рис. 3-6а действительно факторизуются таким же образом, как и в некалибровочных моделях (см. (3.56)).

Как уже обсуждалось в разделе (3.5), неминуемым осложнением при исследовании калибровочных теорий (в фейнмановской калибровке) является необходимость суммирования по числу глюонов, участвующих в партонном подпроцессе (рис. 3-7а).

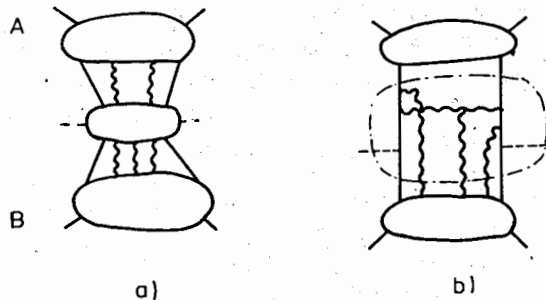


Рис. 3-7

Зафиксируем число глюонов, относящихся к частице А, и просуммируем сначала по глюонам, относящимся к частице В (глюонное поле адрона В обозначим \hat{B}_μ , в отличие от A_μ - поля адрона А). Глюонные линии из В могут присоединяться либо к внутренним линиям подпроцесса, либо к его внешним линиям, выходящим из А (рис. 3-7б). Вставки во внешнюю спинорную линию дают

$$\psi(\xi) \rightarrow \Psi(\xi) = \psi(\xi) + g \int d^4z S^c(\xi-z) \gamma^\mu \hat{B}_\mu(z) \psi(z) + \dots \quad (3.63)$$

т.е. ψ превращается в Ψ -полевой оператор спинорной частицы во внешнем глюонном поле адрона А. Представление (3.63) для Ψ есть разложение в ряд теории возмущений решения уравнения Дирака

$$(i\gamma^\mu \hat{D}_\mu - m) \Psi = 0. \quad (3.64)$$

Заметим, однако, что интегралы по z в (3.63) расходятся при $z \rightarrow \infty$, если функция $\psi(z) \hat{B}(z)$ не убывает в этой области быстрее, чем $1/z$. Для поля $\psi(z)$ возьмем трансляционно-инвариантную оценку $\psi \sim \text{const}$. Тогда для $\hat{B}(z)$ в теории возмущений необходимо взять $\hat{B}(z) \sim 1/z$, поскольку

$$\langle 0 | T (\hat{B}_\mu(z) \hat{B}_\nu(z')) | 0 \rangle \sim g_{\mu\nu} / (z-z')^2 \quad (3.65)$$

При этом $\psi \hat{B} \sim 1/z$ и интеграл в (3.63) расходится. Но если мы потребуем, чтобы выполнялось некоторое граничное условие, например, $\Psi(0) = \psi(0)$, тогда и интегралы по z сходятся. При таком граничном условии Ψ -оператор может быть записан в форме, аналогичной (3.40)

$$\Psi(\xi) = P \exp \left(ig \int_\xi^{\hat{z}_0} \hat{B}_\mu(z) dz^\mu \right) [\psi(\xi) + O(G, \psi)] \quad (3.66)$$

Можно, конечно, наложить и другое граничное условие. Например, функция

$$\Psi(\xi, z_0) \equiv P \exp \left(ig \int_0^{z_0} \hat{B}_\mu(z) dz^\mu \right) \psi(\xi) \quad (3.67)$$

также является решением уравнения (3.64). При этом точка z_0 может быть взята сколь угодно далеко от точки 0 (т.е. от места, где идет партонный подпроцесс). Если взять формально $z_0 = \infty$ и пренебречь членами $O(G)$, то возникнет калибровочно-инвариантный полевой оператор

$$\psi(\xi, \infty) = P \exp \left(ig \int_\xi^\infty \hat{A}_\mu(z) dz^\mu \right) \psi(\xi), \quad (3.68)$$

который использовался в свое время Мандельштамом /50/ при исследовании инфракрасных особенностей в калибровочных теориях. Мы используем более общую форму $\Psi(\xi, z_0)$, чтобы исследовать, каким образом происходит сокращение зависимости от больших расстояний (т.е. от z_0).

Вставки во внешнюю глюонную линию приводят к замене

$$A_r^a(z) \rightarrow \mathcal{A}_r^a(z, z_0) = P \exp \left(ig \int_z^{z_0} \tilde{B}_r(z) dz^{\mu} \right)_{ab} \quad (3.70)$$

$$[A_r^b(z) + O(G(B), A)].$$

После коммутации экспоненциальных множителей, входящих в (3.68), (3.70) с τ и σ -матрицами, происходит сокращение глюонных экспоненциальных факторов, в результате после суммирования по глюонным линиям, выходящим из A , в представлении (3.56) происходит замена обычных билакальных операторов на калибровочно-инвариантные (3.42), (3.49). Существенным при этом является то, что мы проектируем на синглетные по цвету операторы $\bar{\psi}\psi$. При проекции на октетный оператор $\bar{\psi}\tau^a\psi$ остался бы фактор

$$P \exp \left(ig \int_{\xi}^{z_0} \tilde{A}_r(z) dz^{\mu} \right), \quad (3.71)$$

указывающий на то, что в этом случае зависимость от больших расстояний или, с технической точки зрения, дважды-логарифмические вклады не исчезнут после суммирования по всем возможным диаграммам. Иными словами, зависимость от больших расстояний, выражаемая фактором (3.71), исчезает, если канал, соответствующий малой инвариантной переменной (в данном случае это $t=0$), является нейтральным. Это обстоятельство играет важную роль при исследовании асимптотики электромагнитных формфакторов адронов в КХД ^{/51/}, поскольку соответствующая вспомогательная амплитуда, описывающая, например, в случае пиона, процесс $\gamma\bar{q}q \rightarrow \gamma\bar{q}q$, не имеет z_0 -зависимости, если система $q\bar{q}$ бесцветна. Поэтому анализ асимптотики формфактора пиона во многом аналогичен исследованию асимптотики процесса $AB \rightarrow \mu^+\mu^-X$. Дальнейшей задачей в этом направлении является изучение процессов упругого рассеяния адронов на большие углы.

3.8. Анализ жестких процессов в аксиальной калибровке

Основной результат анализа процесса $AB \rightarrow \mu^+\mu^-X$ в КХД состоит в том, что, как и в глубоконеупругом рассеянии, учет специфики глюонных полей сводится к необходимости использовать калибровочно-инвариантные операторы (3.42), (3.49):

$$W(\tau, Q^2) \sim \text{Disc} \sum_n Q^{-2n} C_n(Q^2/\mu^2, g).$$

$$\langle P_A | \bar{\psi} \{ \gamma_{\mu_1} (\partial_{\mu_1} - ig A_{\mu_1}) \dots (\partial_{\mu_n} - ig A_{\mu_n}) \} \psi | P_A \rangle.$$

$$\langle P_B | \bar{\psi} \{ \gamma^{\mu_1} (\partial^{\mu_1} - ig A^{\mu_1}) \dots (\partial^{\mu_n} - ig A^{\mu_n}) \} \psi | P_B \rangle.$$

(3.72)

Из (3.72) следует, что в "планарной" аксиальной калибровке, определяемой соотношением

$$\alpha (A P_A) + \beta (B P_B) = 0, \quad (3.73)$$

можно использовать операторы с обычными производными. Это означает, что в такой калибровке нет необходимости суммировать по числу глюонов, участвующих в партонном подпроцессе, т.е. главный вклад даст только подграфы, имеющие минимально возможное число внешних партонных линий, равное в данном случае четырем.

Именно поэтому аксиальные калибровки (в частности, калибровки (3.73)) были использованы в большинстве работ, посвященных общему анализу процесса рождения лептонных пар, а также и других жестких процессов, в КХД.

Необходимо заметить, что с точки зрения идейных основ (см. ^{/11/}) подход, развитый в этих работах, несколько отличается от нашего. Напомним, что наш анализ относится непосредственно к высокоэнергетическому поведению при $Q^2 \rightarrow \infty$, соответствующей амплитуды (или сечения) $T(Q^2, p^2)$, причем виртуальности внешних частиц зафиксированы. Как результат такого анализа, мы находим, что вклады, ответственные за главную асимптотику по Q^2 , во всех порядках теории возмущений имеют следующую структуру:

$$T^{(as)}(Q^2, p^2) = t(Q^2, \mu^2) \otimes f(\mu^2, p^2), \quad (3.74)$$

т.е. Q^2 -зависимость может быть отфакторизована от p^2 -зависимости.

Заметим, что всегда можно записать

$$T(Q^2, p^2) = Q^N \tilde{T}(p^2/Q^2) \equiv Q^N \tilde{T}(z), \quad (3.75)$$

где N — размерность T в единицах массы. Отсюда следует, что предел $Q^2 \rightarrow \infty$ соответствует пределу $z \rightarrow 0$ для функции $\tilde{T}(z)$. Предел $z \rightarrow 0$ может трактоваться также и как инфракрасный предел $p^2 \rightarrow 0$, Q фиксировано. При таком подходе задача состоит в том, чтобы изучить происхождение и структуру инфракрасных особенностей, с тем, чтобы выяснить, могут ли они быть отфакторизованы в функции распределения партонов.

Анализ производится следующим образом [25]. Сначала диаграммы, описывающие сечение исследуемого процесса, представляются в виде обобщенной лестницы, образованной двухчастично-неприводимыми блоками (НБ) $K(k_i, k_{i+1})$, $I(k_i, p)$ (ср. рис. 3-2г). Главное наблюдение состоит в том, что НБ конечны в инфракрасном пределе, т.е. пределы $K(k_i, k')|_{k^2=0}$ и $I(k_i, p)|_{k^2=0}$ существуют (в КХД это верно в аксиальной калибровке, но не в фейнмановской), поэтому инфракрасные расходимости при $p^2 \rightarrow 0$ возникают только в результате интегрирования по импульсам k_i линий, соединяющих эти блоки.

После того как установлено, что существенные вклады имеют обобщенно-лестничную структуру, вывод формул жесткого рассеяния (3.62) становится делом техники, поскольку эти формулы выражают, по существу, лишь тот факт, что подграф, описывающий взаимодействие на малых расстояниях, связан с частями, относящимися к каждому данному адрону, лишь двумя линиями. Для вывода (3.62) можно ввести на этой стадии координатное представление, подобно тому, как это было сделано в разделе (3.4). Другим способом является использование судаковского разложения

$$k = \alpha \ell + \beta p + k_\perp, \quad (3.76)$$

где ℓ — произвольный светоподобный 4-вектор. Инфракрасные особенности возникают, когда k находится на массовой поверхности $k^2=0$ и параллелен p : $k \rightarrow \beta p$, и это позволяет свести 4-мерное интегрирование по k к 1-мерному интегрированию по β . Закон сохранения энергии-импульса дает

ограничение на β : $0 < \beta < \beta \leq 1$, если импульс p соответствует входящему адрону. Параметр δ имеет кинематическую природу, например, $\delta = 1/\omega$ для глубоконеупругого рассеяния.

Главное преимущество анализа в импульсном представлении состоит в том, что он позволяет единообразно трактовать как входящие, так и выходящие адроны, т.е. позволяет включить в рассмотрение процессы $e^+e^- \rightarrow hX$ (рис. 3-8а), $h_1 h_2 \rightarrow h_3 X$ (рис. 3-8б), $e h_1 \rightarrow e h_2 X$ (рис. 3-8в) и т.д. Лестница, относящаяся к выходящему адрону, имеет несколько иную кинематику,

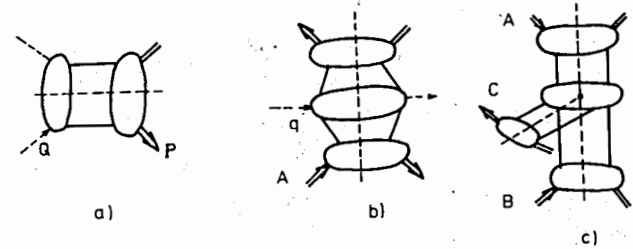


Рис. 3-8

что дает $1 \leq \beta < \Delta < \infty$, где Δ — параметр, аналогичный δ , например, $\Delta = Q^2/2(pQ)$ для процесса $e^+e^- \rightarrow hX$ (рис. 3-8а).

Лестница, соответствующая входящему адрону A, дает функцию распределения партонов внутри адрона $f_{A/h}(\beta, \mu^2)$, тогда как для выходящего адрона B возникает функция распада $D_{B/e}(\beta, \mu^2)$. Параметр μ^2 в обоих случаях служит для обрезания в ультрафиолетовой области. В частности, обрезание может соответствовать тому, что поперечный импульс партонов a, b меньше чем μ^2 . Оказывается [54, 55], что эволюция n -го момента функции

$$\tilde{D}_{B/e}(n, \mu^2) = \int_1^\infty D_{B/e}(\beta, \mu^2) \frac{d\beta}{\beta^{n+1}} \quad (3.77)$$

описывается уравнением типа (3.30)

$$\left(\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} \right) \tilde{D}(n, \mu^2, g) = \tilde{\gamma}_n(g) \tilde{D}(n, \mu^2, g) \quad (3.78)$$

с матрицей аномальных размерностей $\tilde{\gamma}_n(g)$, которая в низшем приближении совпадает с матрицей $\gamma_n(g)$, управляющей эволюцией функций распределения $f_{a/B}(x, \mu^2)$. В главном логарифмическом приближении для $f_{a/B}$ и D -функций это приводит к соотношению Грибова-Липатова /55/

$$f_{a/A}(x, \mu^2) = D_{A/a}(1/x, \mu^2). \quad (3.79)$$

Но поскольку функции f, D описывают эффекты взаимодействий на больших расстояниях, выходящие за рамки теории возмущений, вообще говоря, нет никаких оснований для подобного соотношения.

Методы анализа функций распада партонов на адроны в координатном представлении пока не развиты. Более того, известно, что эти функции не могут быть связаны с матричными элементами локальных операторов /53/. Была предпринята попытка обобщить это понятие путем введения так называемых "разрезанных вершин" /56/. Мы надеемся, что дальнейший прогресс в этом направлении даст возможность использовать координатное представление и для процессов с выходящими адронами, поскольку, как мы видели, вывод необходимых свойств факторизации в этом представлении весьма прост.

3.9. Рождение лептонных пар при больших Q_{\perp} в КХД

В качестве приложения формализма, развитого в предыдущих разделах, рассмотрим рождение массивных лептонных пар с большим поперечным импульсом Q_{\perp} . В низшем порядке по константе связи d_s получаем, вычисляя вклады диаграмм, изображенных на рис. 3-9, см./10, II, 57, 58/

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\tau_{\perp}} \Big|_{AB \rightarrow l^+ l^- X} = \frac{4\pi d^2}{3Q^6} \frac{\tau^2}{N_c} \frac{d_s(\mu)}{4\pi} \int_0^1 \frac{dx}{x} \int_0^1 \frac{dy}{y}, \quad (3.80)$$

$$\frac{\theta(\sqrt{xy} - \sqrt{\tau_{\perp}} - \sqrt{\tau + \tau_{\perp}})}{((xy - \tau)^2 - 4xy\tau_{\perp})^{1/2}} \sum_a e_a^2 \left\{ 4 C_F \left(\frac{\tau^2 + x^2 y^2}{xy\tau_{\perp}} - 2 \right) \right.$$

$$f_{a/A}(x, \mu^2) f_{a/B}(y, \mu^2) + 2T^c \left[1 + \frac{3\tau}{xy} + \frac{1}{\tau_{\perp}} (xy - \tau) \left(\left(\frac{\tau}{xy} \right)^2 + \left(1 - \frac{\tau}{xy} \right)^2 \right) \right]$$

$$\cdot \left(f_{a/A}(x, \mu^2) + f_{a/A}(x, \mu^2) \right) f_{a/B}(y, \mu^2) + A \leftrightarrow B \left. \right\}$$

$$\cdot \left\{ 1 + O(d_s) \right\},$$

где $N_c = 3$ есть число цветов, $C_F = 4/3$, $T^c = 1/2$, Q - масса пары, μ - параметр ренормировки. Зависимость выражения (3.80) от параметров действительности компенсируется членами высшего порядка по d_s . Наилучшим выбором для μ был бы такой, при котором поправки в следующем порядке по d_s минимальны. Если мы не хотим вычислять поправки следующего порядка, то остается только гадать, какое μ наилучшее. Для глубокого неупругого рассеяния в бьеркенновском пределе ($Q^2 \rightarrow \infty$, $s/Q^2 = u$ - фиксировано), естественно брать $\mu = Q$, поскольку при этом исчезают логарифмы $\gamma_n \ln Q^2/\mu^2$, ответственные за эволюцию функций распределения партонов. При этом могут, од-

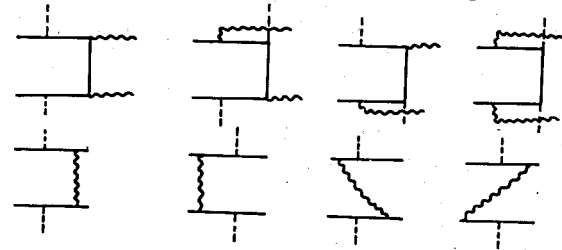


Рис.3.9

нако, остаются логарифмы типа $d_s \ln(1-x)$, $d_s \ln x$, и может возникнуть соблазн избавиться и от них, взяв $\mu^2 = Q^2 \varphi(x)$. Стоит подчеркнуть, однако, что с теоретической точки зрения такая процедура недопустима: нельзя брать μ зависящим от параметров типа x, y , описывающих партонный подпроцесс. Это ясно из того, что строгим результатом в квантовой теории поля являются соотношения для моментов (например, (3.27)) в которых вообще нет переменных, описывающих партонный подпроцесс.

Следовательно, можно взять в (3.80) $\mu = Q$ или $\mu = Q_{\perp}$, или $\mu =$ (любое фиксированное число). Утверждается, что $\mu = Q_{\perp}$ есть наиболее естественный выбор, поскольку при $\mu = Q_{\perp}$ члены, содержащие $1/\tau_{\perp}$ (именно они ответственны за логарифмические поправки к сечению $d\sigma/dQ^2$ после интегрирования по dQ_{\perp}^2), могут быть представлены в виде /15,23/

$$\frac{d}{dQ_{\perp}^2} \int_{1/\Lambda}^1 \frac{dx}{x} \left[f_{a/A}(x, Q_{\perp}^2) f_{\bar{a}/B}(\tau/x, Q_{\perp}^2) + A \leftrightarrow B \right] \quad (3.81)$$

Интегрируя (3.81) по dQ_{\perp}^2 вплоть до кинематической границы, пропорциональной Q^2 , получаем формулу Дрелла-Яна с зависящими от Q^2 функциями распределения партонов.

Если величины Q_{\perp} и Q одного порядка, то возможные логарифмические факторы $\ln Q_{\perp}^2/Q^2$ малы, и выражение (3.80) (с $\mu = Q_{\perp}$) должно давать хорошее приближение.

В настоящее время, однако, экспериментальные данные имеются только при $Q_{\perp}^2 \ll Q^2$. Хромодинамическая теория возмущений неприменима в "мягкой" области $Q_{\perp} \sim M$ (см. обсуждение после выражения (3.58)), но она должна работать в полужесткой области $M^2 \ll Q_{\perp}^2 \ll Q^2$. Оказывается, в этой области появляются большие дважды-логарифмические вклады ($d_s \ln^2 Q_{\perp}^2/Q^2$), которые необходимо просуммировать во всех порядках по d_s . Такое суммирование в дважды логарифмическом приближении было осуществлено в работе /15/:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_{\perp}^2 dy} \Big|_{AB \rightarrow \mu\tau-x} = \frac{4\pi\alpha^2}{3N_c} \frac{\tau}{Q^4} \quad (3.82)$$

$$\cdot \frac{\partial}{\partial Q_{\perp}^2} \left[\sum_a e_a^2 f_{a/A}(x_1, Q_{\perp}^2) f_{\bar{a}/B}(x_2, Q_{\perp}^2) T^2(Q_{\perp}^2, Q^2) \right],$$

где $T(Q_{\perp}^2, Q^2)$ - эффективный формфактор кварка. В области $Q^2 > \sqrt{Q_{\perp}^2 m_p^2}$ (m_p - масса протона) T дается следующим выражением:

$$T(Q_{\perp}^2, Q^2) = \int_1^2 dz \exp(-B/2z^2), \quad (3.83)$$

$$B = \frac{4}{3} \frac{d_s(Q_{\perp})}{2\pi} \ln^2 \frac{Q_{\perp}^2}{Q^2}.$$

Множитель T^2 подавляет рождение пар со сравнительно малым поперечным импульсом, и, как следствие, приводит к более плоской кривой, описывающей распределение пар по поперечному импульсу /59,60/.

Аналогичным образом квантовая хромодинамика может применяться и к процессам рождения адронов с большим поперечным импульсом $AB \rightarrow CX$. В КХД справедлива формула жесткого рассеяния (2.3), в которой функции распределения партонов и функции распада партонов в адроны зависят от ренормировочного параметра μ^2 , а сечение партонного подпроцесса может быть вычислено в виде ряда теории возмущений по константе связи $d_s(\mu)$.

3.10. Экспериментальный статус КХД

Обсуждавшаяся в предыдущих разделах модифицированная квантово-хромодинамическая партоновая модель имеет ряд специфических черт, отличающих ее от стандартной партоновой картины.

а) Как функции распределения партонов, так и функции распада кварков и глюонов в адроны, зависят в КХД от дополнительного параметра, характеризующего расстояние, вплоть до которого зондируется структура адрона: $f(x) \rightarrow f(x, Q^2)$; $D(z) \rightarrow D(z, Q^2)$. При этом КХД позволяет вычислить эволюцию этих функций при $Q^2 > Q_0^2$, если они известны при некотором Q_0^2 . В частности, КХД предсказывает, что с увеличением Q^2 структурная функция $F_2(x, Q^2)$ должна расти в области малых x и убывать при $x \sim 1$.

б) Эффективная "константа" связи $d_s(Q)$ логарифмически убывает с ростом Q :

$$d_s(Q) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3} N_f) \ln Q^2/\Lambda^2} \quad (3.84)$$

Напомним, что N_f - число типов кварков. Сейчас известно 5 типов: u, d, s, c, b . Однако вкладом тяжелых кварков c, b при имеющихся ныне энергиях можно, как правило, пренебречь: только при $Q^2 \gg m_c^2 \sim 3$ (ГэВ/с)² ($Q^2 \gg m_b^2 \sim 20$ (ГэВ/с)²) необходимо брать $N_f = 4$ ($N_f = 5$) в выражении (3.91).

в) в КХД нет обрезания по поперечному импульсу; средний поперечный импульс партонов увеличивается с ростом Q^2 :

$$\langle k_T^2 \rangle_{QCD} \sim \alpha_s(Q) Q^2 \quad (3.85)$$

Возникает естественный вопрос: в какой степени эти эффекты проявляются экспериментально.

А) Глубоконеупругое рассеяние

Мы уже упоминали (в главе I) о том, что расширение области экспериментально доступных значений Q^2 и увеличение точности экспериментальных данных позволили обнаружить нарушение Бьерке-Новского скейлинга в процессе глубоконеупругого рассеяния именно такого характера, который предсказывался КХД (рис. I-15): в области $x < 0,2$ структурная функция $F_2(x, Q^2)$ растет с ростом Q^2 , а в области $x > 0,2$ падает. Существует множество феноменологических "объяснений" этого эффекта. Например, рост при $x < 0,2$ объясняют тем, что открываются новые каналы рождения частиц с шармом, тогда как уменьшение $F_2(x, Q^2)$ в области $x > 0,2$ приписывают неасимптотическим степенным поправкам. Феноменологически такие поправки могут быть учтены с помощью "улучшенной" переменной $x' = x / (1 + A/(P_q))$, совпадающей с обычной переменной x в пределе $P_q \rightarrow \infty$.

Превосходство КХД состоит в том, что она дает единое количественное описание всех этих явлений. На рис. 3-10 представлен

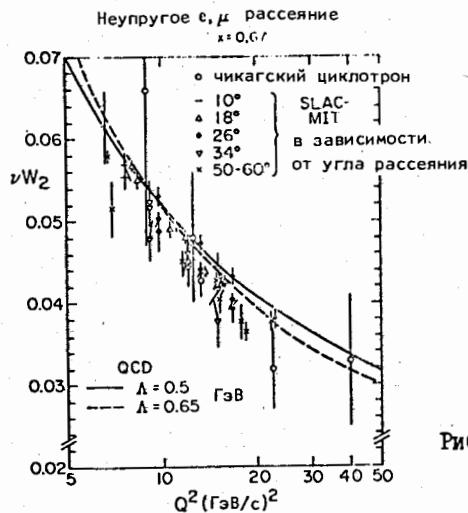


Рис. 3-10

прямой фит ^{161/} структурной функции νW_2 формулами КХД при $\Lambda = 0,5$ ГэВ/с. Однако такой фит связан с некоторой неопределенностью, поскольку при вычислении диаграмм типа показанной на рис. 3-II, необходимо знать распределение глюонов в адроне.

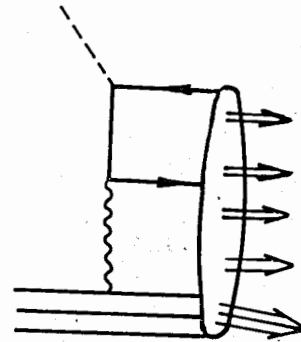


Рис. 3-II

От этой неопределенности можно избавиться, если взять несинглетную (по типу кварков) комбинацию структурных функций, например, разность $F_2^{NS} \equiv F_2^p - F_2^n$ структурных функций протона и нейтрона. В этом случае зависимость моментов от Q^2 дается выражением (3.34).

$$M_2^{NS}(n, Q^2) \equiv \int_0^1 x^{n-2} F_2^{NS}(x, Q^2) dx = A_n (\ln Q^2/\Lambda^2)^{-d(n)}, \quad (3.86)$$

где $d(n)$ - несинглетная аномальная размерность. В низшем порядке теории возмущений

$$d(n) = \frac{4}{3} \frac{1}{11 - \frac{2}{3} N_f} \left\{ 1 - \frac{2}{n(n+1)} + 4 \sum_{j=2}^n 1/j \right\}. \quad (3.87)$$

Сравнение, проведенное для трех моментов ^{162/}, продемонстрировало хорошее согласие с экспериментом при $\Lambda = 0,66 \pm 0,08$ ГэВ/с.

Используя выражение (3.86) для различных значений n , можно исключить Λ и получить формулу

$$\log M_2^{NS}(n, Q^2) = \frac{d(n)}{d(n')} \log M_2^{NS}(n', Q^2) + \text{const}(n, n') \quad (3.88)$$

в которой нет свободных параметров. Выражение (3.88) означает, что зависимость между логарифмами двух (различных) моментов при

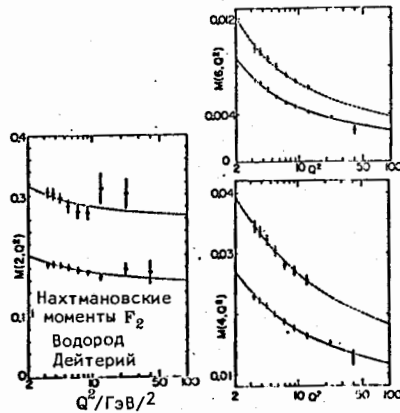


Рис.3-12

разных Q^2 представляет собой не зависящую от Λ прямую линию, наклон которой $d(n)/d(n')$ вычисляется в КХД из (3.87). Сравнение этого одного из наиболее впечатляющих предсказаний КХД с экспериментом показано на рис.3-13.

Обратим внимание читателя на то, что отношение $d(n)/d(n')$ в низшем порядке теории возмущений не зависит от калибровочной группы. Те же самые наклоны предсказываются любой теорией, описывающей глюоны со спином 1. Но если взять скалярные глюоны, тогда наклоны для $M(3)/M(5)$, $M(4)/M(6)$, $M(3)/M(6)$ должны быть 1,12, 1,06, и 1,21, соответственно. Эти значения не согласуются с экспериментом.

Из выражения (3.86) следует также, что величина $(M^{NS}(n, Q^2))^{-1}/d(n)$ является линейной функцией от $\ln Q^2$, обращаясь в нуль при $Q^2 = \Lambda^2$, независимо от номера момента.

На рис.3-14 показаны недавние результаты CDSB -коллаборации /64/, из которых следует, что $\Lambda = 0,33 \pm 0,10$ ГэВ/с.

В целом КХД дает хорошее количественное описание нарушения скейлинга в глубоконеупругом лептон-адронном рассеянии. Однако есть некоторое разногласие между значениями Λ , полученными из прямого фита и из фита для моментов. Источником такого разногласия, по-видимому, являются неучтенные поправки, которые могут быть двух

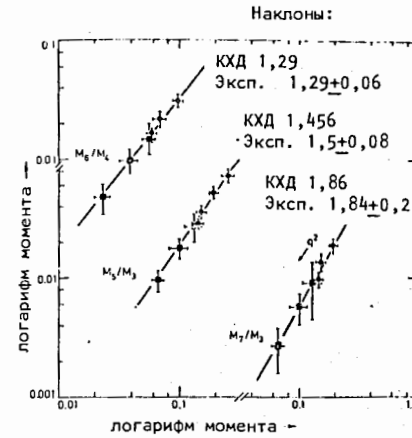


Рис.3-13

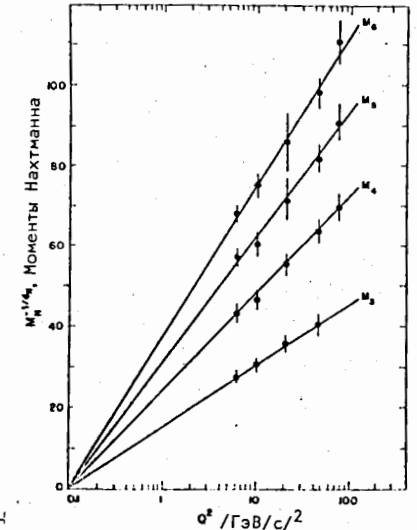


Рис.3-14

сортов: неасимптотические вклады $O(1/Q^2)$ /65/ и поправки следующего порядка по α_s /66/. Дело в том, что основное убывание в методе моментов, в отличие от прямого сравнения, идет из области $x \approx 1$, где указанные поправки гораздо больше, чем в области средних значений переменной x . Неучтенные поправки, таким образом, сказываются на изменении (увеличении) параметра Λ . В частности, учет поправок α_s^2 в работе /66/ привел к уменьшению величины Λ на 40%.

Б) Рождение лептонных пар

Обратимся теперь к процессу рождения массивных лептонных пар. Нарушение скейлинга при достижимых ныне значениях S должно приводить к дополнительному по сравнению с партонной моделью убыванию сечения этого процесса (см. рис.1-10). Проведенное сравнение /67,68/ показывает неплохое согласие с КХД при $\Lambda \approx 0,4$ ГэВ/с (сплошная линия на рис.1-10). Однако систематические ошибки в этих экспериментах пока велики ($\approx 20\%$), что не позволяет с достаточной точностью проверить предсказываемое КХД нарушение скейлинга.

Другой кинематической областью, где КХД также приводит к партонной картине, является рождение μ^- пар с большими P_T . Напомним, что в механизме Дрелла-Яна ($q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$) пары $\mu^+\mu^-$ имеют ограниченный поперечный импульс. Чтобы получить пару с большим P_T , необходимо "породить" вторую частицу, которая уравновешивала бы большой поперечный импульс виртуального фотона. Поэтому здесь в качестве партоновых подпроцессов низшего порядка выступают $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*g$ (аннигиляция) и $qg \rightarrow \gamma^*q$

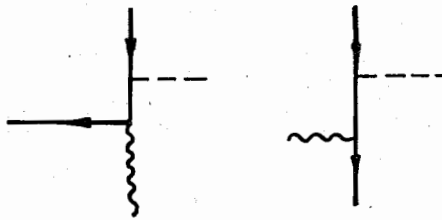


Рис.3-15

(комптоновский процесс), изображенные на рис.3-15. Сравнение /68/ соответствующих вычислений с экспериментальными данными о распределении пар по P_T показано на рис. 3-16а.

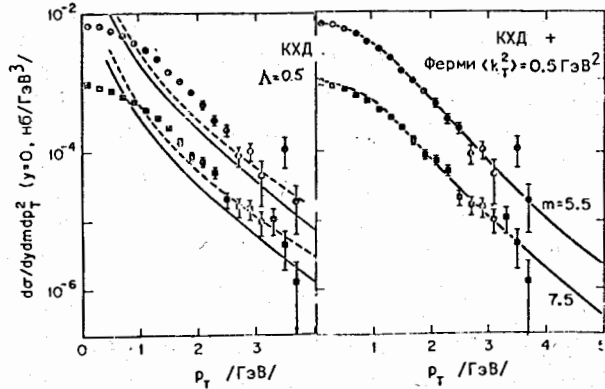


Рис.3-16

Однако в области $Q_1 \ll Q$ необходимо учесть дважды-логарифмические поправки $\alpha_s \ln^2 Q_1^2 / Q^2$ (см. обсуждение в конце предыдущего раздела). Формула ДДТ (3.82) находится в лучшем согласии с экспериментальными данными /59,60/. С другой стороны, в области не слишком больших $Q_1 = P_T$ нельзя пренебрегать и степенными поправками $O(M^2/Q_1^2)$, которые можно учесть феномено-

логически, как эффект ненулевого среднего поперечного импульса партонов, т.е. ферми-движения кварков внутри адрона /69/. Это также приводит к изменению формы предсказываемого P_T -распределения (рис.3-16б).

В) Адроны с большими P_T

Эти процессы вплоть до самого последнего времени представляли наибольшую трудность для наивной партонной модели ввиду гораздо более высокой ($N \approx 8$) по сравнению с размерными соображениями ($N \approx 4$) степень убывания сечения с ростом P_T (см.разд.П.3).

В КХД эта дополнительная степень идет из нескольких разных источников, работающих при достижимых ныне энергиях в одну сторону. Это:

а) Убывание функций распределения кварков с ростом P_T . Как видно из рис. 1-15, в области $x_T \approx 0,5$ эта поправка от двух функций распределения увеличивает эффективную степень убывания на

$$\Delta N_{\text{эфф}} \approx 0,4 \cdot 2 \approx 0,8. \quad (3.89)$$

б) Убывание функции фрагментации кварка в адрон. КХД предсказывает, что нарушение скейлинга здесь контролируется теми же самыми аномальными размерностями $d(N)$ (см.(3.78)), и поэтому должно иметь тот же порядок, что и в функциях распределения. Однако в экспериментах с одночастичным триггером величина доли импульса χ , уносимого адроном, оказывается довольно большой ($\chi \approx 0,85$), что дает, как видно из рис. 1-15,

$$\Delta N_{\text{эфф}} \approx 1. \quad (3.90)$$

в) Убывание за счет падения с P_T константы взаимодействия $\alpha_s(P_T)$. Поскольку в низшем порядке по α_s сечения как кварк-кваркового, так и кварк-глюонного и глюон-глюонного рассеяния пропорциональны $\alpha_s(P_T)$, то эффективную добавку к степени можно оценить как

$$\Delta N_{\text{эфф}} \approx \frac{\ln(\alpha_s(P_T^1) / \alpha_s(P_T^2))}{\ln(P_T^1 / P_T^2)}. \quad (3.91)$$

что в области $P_T \approx 2 \div 10$ ГэВ/с дает

$$\Delta N_{\text{эфф}} \approx 0,5. \quad (3.92)$$

Таким образом, все вместе эти поправки приводят к эффективной степени

$$N_{\text{эфф}} = 6,3, \quad (3.93)$$

которая и была наблюдаема в области $P_T > 8$ ГэВ/с (разд.П.3). Сравнение более точных численных расчетов ^{/69/} по КХД с $\Lambda = 0,5$ (пунктирная кривая) представлено на рис.3-17.

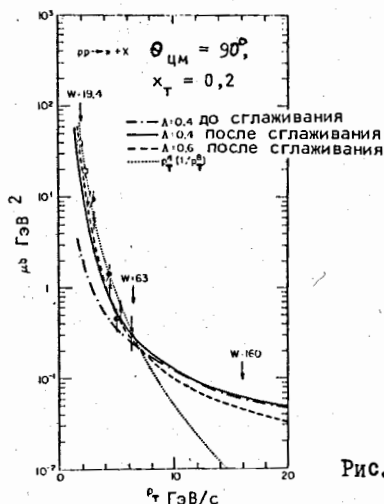


Рис.3-17

Более высокая степень в области $P_T < 6$ ГэВ/с, кроме всех вышеперечисленных факторов требует еще и феноменологического учета внутреннего (поперечного) движения кварков в адроне (сплошная кривая на рис.3-17). Столь сильное влияние этого фактора в рассматриваемых процессах связано с тем, что триггер более охотно отбирает события, в которых поперечные импульсы обоих сталкивающихся партонов направлены в его сторону (см. разд.П.9). К сожалению, последовательный учет поперечного движения в КХД пока не проведен.

Другим интересным подтверждением КХД в рассматриваемых процессах является значительный эффект глюонных струй. Поскольку глюоны, в отличие от кварков, зарядово-нейтральны, то наиболее ярко этот эффект проявляется в зарядовой структуре антриггерной компоненты.

Действительно, при кварк-кварковом соударении грубая оценка показывает, что отношение числа положительных частиц к отрицательным в антриггерной компоненте должно быть порядка 2, так как в протоне, партон которого после рассеяния дает антриггерную компоненту, u -кварков примерно в два раза больше, чем d -кварков. Если же антриггерную компоненту дает рассеянный глюон, то это отношение должно быть равно 1. Более точный расчет ^{/70/} показывает, что такие события составляют 62% от общего числа, так что отношение N_+/N_- оказывается близко к 1 (рис.3-18).

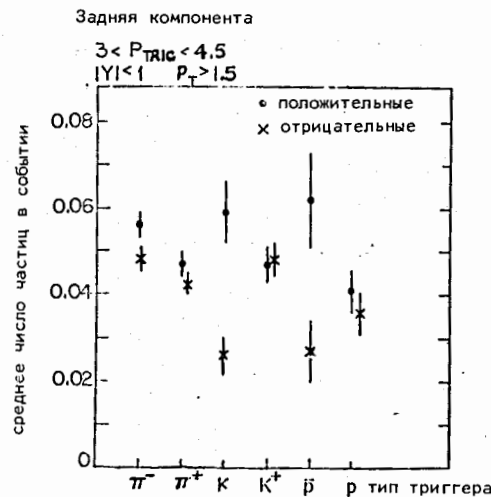


Рис.3-18

Г) Рост среднего поперечного импульса

Наиболее удобным для изучения этого эффекта является процесс рождения лептонных пар $h_1 h_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, поскольку, согласно партонной модели, поперечный импульс пары складывается из поперечных импульсов аннигилирующих кварков. Заметим, что КХД предсказывает рост величины $\langle P_T^2 \rangle_{\mu^+ \mu^-}$ при фиксированном значении отношения $\tau = Q^2/S$. Эксперименты же, как правило, проводятся при фиксированной энергии. В этой кинематической ситуации КХД предсказывает более сложную зависимость: $\langle P_T^2 \rangle$ сначала увеличивается с ростом Q^2 , а затем выходит на константу, что, в общем, качественно соответствует тому, что наблюдается в экспе-

рименте. Однако экспериментальные точки лежат гораздо выше теоретического предсказания. Это разногласие можно устранить, если добавить вклад $\langle P_T^2 \rangle_{\text{prim}} = 2 \langle K_T^2 \rangle_{\text{prim}}$, обусловленный "затравочным" поперечным импульсом партонов (см. рис.1-18, сплошная линия):

$$\langle P_T^2 \rangle = \langle P_T^2 \rangle_{\text{prim}} + \langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}}. \quad (3.94)$$

Эта формула неявно предполагает, что величина затравочного поперечного импульса не зависит от x , т.е. от величины продольного импульса рассматриваемого партона. Если же на самом деле это распределение зависит от x , то тогда величина $\langle P_T^2 \rangle_{\text{prim}}$ зависит от τ (т.е. от Q^2 , если S фиксировано), и этот эффект может полностью завуалировать рост $\langle P_T^2 \rangle$, обусловленный КХД.

Другим примером является отношение $R = \sigma_L / \sigma_T$ в глубоко-неупругом рассеянии. В наивной партонной модели это отношение падает как $4 \langle K_T^2 \rangle / Q^2$. КХД предсказывает, что R пропорционально $d_S(Q) \sim (\ln Q^2 / \Lambda^2)^{-1}$. Прямые вычисления /65/ дают для R кривую (рис.1-17, штриховая линия), проходящую гораздо ниже экспериментальных точек. Опять, чтобы добиться согласия между теорией и экспериментом, необходимо добавить величину $4 \langle K_T^2 \rangle_{\text{prim}} / Q^2$, обусловленную затравочным поперечным импульсом $\langle K_T^2 \rangle \approx (500 \text{ МэВ/с.})^2$

Таким образом, в области доступных ныне энергий эффект роста поперечного импульса не может быть с достаточной степенью надежности отделен от эффектов, обусловленных интенсивным ферми-движением партонов. Такие величины, как $\langle K_T^2 \rangle_{\text{prim}}$ или $\langle K_T^2(x) \rangle$, не могут быть вычислены в КХД по теории возмущений. Лучшее, что можно придумать - это обращаться с ними так же, как и с функциями распределения, т.е. определять $\langle K_T^2(x) \rangle_{\text{prim}}$, к примеру из данных о $R = \sigma_L / \sigma_T$, а затем использовать полученные функции для сравнения с данными о $\langle P_T^2 \rangle_{\mu^+ \mu^-}$. Этот прием, по сути дела, и используется в феноменологических подходах, но проблема состоит в том, чтобы подвести надежный теоретический фундамент под эти манипуляции. К сожалению, насколько нам известно, в этом направлении пока не получено сколько-нибудь значительных результатов.

Заключение

К чему привело нас экспериментальное и теоретическое изучение жестких процессов?

Всем известно, что опыты Резерфорда 1911 г. обнаружили совершенно новый, не известный до той поры, вид сил, способных спрессовать основную часть материи до размеров крошечного атомного ядра. В процессе изучения этих сил люди изобрели способы их практического использования, создали гигантские ускорители, открыли целый мир элементарных частиц. Тем не менее, природа этих сил так и осталась загадкой. Изучение жестких процессов позволило сделать еще один шаг - заглянуть внутрь элементарных частиц и вплотную подойти к решению этой загадки. Они дали возможность получить прямое доказательство составной природы элементарных частиц, установить свойство "асимптотической свободы", т.е. ослабления эффективного взаимодействия составляющих адроны частиц по мере уменьшения расстояния между ними. Это послужило основой партонной картины жестких процессов. Дальнейшее более тщательное экспериментальное изучение жестких процессов и сопоставление с партонной картиной дало целый ряд косвенных свидетельств в пользу тождественности партонов и гипотетических кварков.

С другой стороны, теоретическое изучение жестких процессов в квантовой теории поля действительно показало обоснованность партонных воззрений, т.е. обоснованность отделения больших расстояний, вклады которых учитываются феноменологически, от малых, где при условии достаточно быстрого убывания эффективной константы взаимодействия с ростом переданного импульса возможно использование теории возмущений. Это привело к специфической модификации партонной модели в случаях, когда это убывание оказывается не столь быстрым.

С другой стороны, обобщение на кварковые поля принципа градиентной инвариантности - того же принципа, который лежит в основе квантовой электродинамики - привело к созданию квантовой хромодинамики, единственной пока физической теории, обладающей свойством асимптотической свободы. Современный этап в изучении жестких процессов - это обнаружение тех особенностей, которые приносит с собой квантовая хромодинамика.

Положение здесь, как мы видели, весьма обнадеживающее, хотя и имеется ряд трудностей, связанных с учетом "ферми-движения"

кварков в адроне. Исследования в этой области, безусловно, будут продолжаться и дальше. Сейчас идет внимательное изучение адронных струй, одна из главных задач которого - установление квантовых чисел кварков и глюонов. Много интересной информации могут принести исследования поляризационных явлений. На очереди изучение нового класса инфракрасно-стабильных процессов - эксклюзивных процессов с большой передачей импульса, где КХД приводит к нестандартной партонной картине.

Однако до сих пор остается без ответа главный вопрос - каким образом действующие силы кулоновского типа между кварками превращаются в короткодействующие ядерные силы? В чем их природа? Эта проблема, по-видимому, теснейшим образом связана с проблемой удержания кварков, но каково будет ее решение? Фазовый переход в инстантонной среде или же нетривиальная топология полей Янга-Миллса? Мы надеемся, что ответы на эти вопросы будут найдены в не столь уж отдаленном будущем.

Литература к гл. III.

1. Фейнман Р.П. Взаимодействие фотонов с адронами, Мир, М., 1975.
2. Drell S.D., Levy P., Yan T.-M. Phys.Rev., 1969, 187, p.2159; *ibid.*, 1970, D1, p.1035.
3. Kogut J.B., Susskind L. Phys.Rev., 1974, D9, pp.697,3391.
4. Parisi G. Phys.Lett., 1973, 43B, p.207; *ibid.* 1974, 50B, p.367.
Gross D.J. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.1071.
5. Georgi H., Politzer H.D. Phys.Rev., 1976, D14, p.1829.
6. Efremov A.V., Radyushkin A.V. Lett. Nuovo Cim. 1977, 19, p.83.
7. Wilson K.G. Phys.Rev., 1969, 179, p.1499.
Brandt R.A., Preparata G. Nucl.Phys., 1971, B27, p.541.
8. Christ N., Hasslacher B., Mueller A.H. Phys.Rev., 1972, D6, p.3543.
9. Ефремов А.В., Радюшкин А.В. Материалы международного совещания "Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях", ИФВЭ, Серпухов 1977, стр.252.
10. Radyushkin A.V. Phys.Lett., 1977, 69B, p.245; *ibid.*, 1978, 77B, p.461 (Erratum)

11. Politzer H.D. Phys.Lett., 1977, 70B, p.430.
12. Politzer H.D. Nucl.Phys., 1977, B129, p.301.
Georgi H. Phys.Rev., 1978, D17, p.3010.
13. Sachrajda C.T. Phys.Lett., 1978, 73B, p.185; *ibid.*, 1978, 76B, p.100.
14. Georgi H., Politzer H.D. Nucl.Phys., 1978, B136, p.445.
15. Докшицер Д.Л., Дьяконов Д.И., Троян С.И. Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1978, стр.3;
Phys.Lett., 1978, 78B, p.290.
16. Llewellyn Smith C.H. Oxford University preprint 47/78, Oxford, 1978.
17. Amati D., Petronzi R., Veneziano G. Nucl.Phys., 1978, B140, p.54.
18. Stirling W.J. Nucl.Phys., 1978, B145, p.477.
19. Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR preprint E2-11535, Dubna, 1978.
20. Ellis R.K., Georgi H., Machacek M., Politzer H.D., Ross G.G. Phys.Lett., 1978, 78B, p.281.
21. Libby S., Sterman G., Phys.Lett., 1978, 78B, p.618.
22. Amati D., Petronzio R., Veneziano G. Nucl.Phys. 1978, 146B, p.29.
23. Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR preprints E2-11725, E2-11726, E2-11849, Dubna, 1978.
24. Libby S., Sterman G. Phys.Rev., 1978, D18, p.3252.
25. Ellis R.K., Georgi H., Machacek M., Politzer H.D., Ross G.G. Caltech preprint CALT 68-684, Pasadena, 1978.
26. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей, Наука, М., 1976.
27. Chisholm R. Proc.Camb.Phys.Soc. 1952, 48, p.300.
28. Efremov A.V., Radyushkin A.V. Phys.Lett., 1976, 63B, p.449.
29. Mandelstam S. Proc.Roy.Soc., 1955, A233, p.248.
30. Nachtmann O. Nucl.Phys., 1973, B63, p.237.
31. Baluni V., Eichten E. Phys.Rev., 1976, D14, p.3045.
32. Wandzura S. Nucl.Phys. 1977, D122, p.412.
33. Polyakov A.M. Proc. X Int.Conf. on High Energy Physics, Kiev, 1972, p.509.
Cornwall J.M., Norton R.E. Phys.Rev., 1969, 177, p.2584.
34. Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977,
35. De Rujula A., Georgi H., Politzer H.D., Ann.Phys. (NY), 1977, 103, p.315.

36. Gross D.J., Treiman S.B. Phys.Rev. 1971, D4, p.1059.
37. Kumar K. Journ.Math.Phys., 1965, 6, pp.1923,1928.
38. Gross D.H., Wilczek F. Phys.Rev., 1974, D9, p.980.
Georgi H., Politzer H.D. Phys.Rev., 1974, D9, p.416.
39. Липатов Л.Н. ЯФ, 1974, 20, стр.181.
40. Докшицер Ю.Л. ЖЭТФ, 1977, 72, стр.1216.
41. Drell S.D., Yan T.-M. Ann.Phys. (NY), 1971, 66, p.578.
42. Cardy J.L., Winbow G.B. Phys.Lett., 1974, 52B, p.95.
De Tar C.E., Ellis S.D., Landshoff P.V., Nucl.Phys., 1975, B87, p.1976.
43. Appelquist T., Primack J. Phys.Rev., 1970, D1, p.1144,
Marques G. Phys.Rev. 1974, D9, p.386.
Wang L.L., Crenzt M. Phys.Rev., 1974, D10, p.3749.
Shei S.S., Phys.Rev., 1975, D11, p.164.
44. Tiktopoulos G. Phys.Rev. 1975, D11, p.2252.
Callan C.G., Gross D.J. 1975, D11, p.2905.
45. Sterman G. Phys.Rev. 1978, D17, pp.2773, 2789.
46. Bloch F., Nordsieck A. Phys.Rev., 1937, 52, p.54.
Nakanishi N. Progr.Theor.Physocs, 1958, 19, p.159.
Yennie D.R., Frautschi S.C., Suura H. Ann.Phys. (NY), 1971, 13, p.379.
47. Kinoshita T. Journ.Math.Phys. 1962, 3, p.650.
Lee T.D., Nauenberg M. Phys.Rev., 1964, 133, p.B1549.
48. Sterman G. Phys.Lett., 1978, 73B, p.440.
49. Sugamoto A., Yamamoto M., Nakagawa N. University of Tokyo preprint UT-291, Tokyo, 1977.
50. Mandelstam S. Ann.Phys. (NY), 1961, 19, p.1.
51. Radyushkin A.V. JINR preprint P2-10717, Dubna, 1977.
Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR preprint E2-11983, Dubna, 1978.
52. Arnowitt R.I., Fickler S.I. Phys.Rev. 1962, 127, p.1821.
Konetschny W., Kumer W. Nucl.Phys., 1975, B100, p.106,
Frenkel J. Phys.Rev., 1976, D13, p.2325.
53. Mueller A.H. Phys.Rev. 1974, D9, p.963.
54. Callan C.G., Goldberger M.L. Phys.Rev. 1975, D11, p.1553.
55. Грибов В.Н., Липатов Л.Н. ЯФ, 1972, 15, стр.781,1218.
56. Mueller A.H. Phys.Rev., 1978, D18, p.3705.
57. Altarelli G., Parisi G., Petronzio R. Phys.Lett., 1978, 76B, p.351.
58. Kajantie K., Raitio R. Nucl.Phys., 1978, B139, p.72.
59. Dokshitzer Yu.L., Dyakonov D.I., Troyan S.I. Phys.Lett., 1978, 79B, p.269.
60. Kajantie K., Lindfors J. Nucl.Phys., 1978, B146, p.465.
61. Fox G.C. Nucl.Phys., 1977, B131, p.107.
62. Anderson H.L., Matis H.S., Marianthopoulos. Phys.Rev. Lett., 1978, 40, p.1061.
63. Aachen-Bonn-CERN-London-Oxford-Saclay collaboration. Oxford University preprint 16-78 (1978).
64. CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay-Bologna-collaboration CERN preprint , Geneva (1978).
65. De Rujula A., Georgi H., Politzer H.D., ref. 35.
66. ABCLOS-collaboration. CERN preprint CERN/EP/PHYS, 78-30, Geneva, 1978.
67. Fox G.C. Caltech preprint CALT-68-658, Pasadena, 1978.
68. Lederman L. Talk at XIX th International Conference on High Energy Physics, Tokyo, 1978. p.706.
69. Feynman R.P., Field R.D., Fox G.C. Phys.Rev., 1978, D18, p.3320.
70. Field R.D., Caltech preprint GALT-68-672 Pasadena (1978).

СО Д Е Р Ж А Н И Е

1. Предисловие	3
2. Глава I. Адроны и партоны	4
3. Глава II. Адроны с большим поперечным импульсом	26
4. Глава III. Жесткие процессы и квантовая хромодинамика	58

Рукопись поступила в издательский отдел
27 августа 1979 года.