

Рождение адронов в жестких процессах

А. В. Киселев, В. А. Петров

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Дан обзор современного состояния проблем, касающихся характеристик конечных адронных состояний (средних множественностей и инклюзивных спектров) в высокоэнергетических столкновениях. Основное внимание уделено жестким процессам рассеяния с участием лептонов: e^+e^- -аннигиляции в адроны, глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию, процессу Дрелла — Яна. Показано, как рождение адронов описывается пертурбативной квантовой хромодинамикой и стандартными моделями. Имеющиеся результаты обсуждаются, в частности, с точки зрения возможной универсальности свойств конечных адронов в множественных процессах.

The modern status of problems concerning the characteristics of final hadron states (mean multiplicities and inclusive spectra) in high energy collisions is reviewed. In the main attention is paid to hard processes with lepton participation: e^+e^- -annihilation into hadrons, deep inelastic lepton-hadron scattering, Drell—Yan process. It is shown how hadron production can be described by perturbative quantum chromodynamics and conventional models. The results available are discussed, in particular, from the point of view of probable universality of final hadron properties in multiple processes.

ВВЕДЕНИЕ

Утверждение о том, что квантовая хромодинамика (КХД) — хорошая теория для понимания механизма процессов взаимодействия частиц при высоких энергиях (в особенности жестких, т. е. связанных с малыми расстояниями), стало уже давно общепринятым. Поэтому мы сразу начнем с трудных мест. Это прежде всего относится к реакциям, где становится ощутимым процесс материализации фундаментальных квантов КХД — кварков и глюонов — в виде адронов, непосредственно изучаемых экспериментаторами. Речь идет о процессах множественного рождения.

Пертурбативная КХД имеет дело с динамикой взаимодействия кварков и глюонов. При этом последние рассматриваются всегда достаточно далеко от массовой поверхности, или, точнее, от массовых сингулярностей, характерных для так называемых инфракрасно нестабильных величин, к которым, в частности, относятся характеристики процессов множественного рождения.

На этом направлении в конце 70-х — начале 80-х годов был достигнут значительный прогресс уже на уровне «просуммированной»

теории возмущений. Было обнаружено, что средние массы совокупностей партонов с фиксированными виртуальностями конечны при возрастающих энергиях, если общий цвет таких совокупностей равен нулю. Это позволило выдвинуть гипотезу «преконфайнмента», согласно которой эволюция последовательных распадов партонов фактически определяет энергетическую зависимость таких характеристик, как, например, средняя множественность адронов. Роль конфайнмента в таком случае сводится лишь к не зависящим от энергии факторам, определяющим переход бесцветных партонных кластеров с конечной массой в адронные состояния.

Уже после первых работ на эту тему эксперимент подтвердил правильность механизма преконфайнмента — средняя множественность адронов в e^+e^- -аннигиляции начиная с области энергий $\simeq 10$ ГэВ круто идет вверх, в противоречии со «стандартной» логарифмической зависимостью.

Общие соображения относительно механизма партонных ветвлений дают основания надеяться, что динамика множественного рождения в других жестких процессах — глубоконеупругом рассеянии, процессе Дрелла — Яна, процессах с большими поперечными импульсами — того же типа, что и в e^+e^- -аннигиляции.

На практике, однако, ситуация оказалась более сложной. Так, в процессах глубоконеупругого рассеяния средняя множественность адронов вплоть до энергии 20 ГэВ прекрасно описывается логарифмической зависимостью, не обнаруживая никаких следов «КХД-ускорения».

Очевидно, что это должно как-то объясняться составной структурой начальных частиц в рассматриваемых процессах, что отличает их от e^+e^- -аннигиляции. Действительно, было установлено, что эффекты связности кварков в адронах сильно уменьшают продуктивность партонных процессов. При этом КПД полной энергии, доступной для рождения частиц, определяется виртуальностью слабых и электромагнитных токов.

Таким образом, с учетом этих особенностей можно утверждать, что КХД способна дать универсальное объяснение закономерностей многочастичных процессов, связанных с малыми расстояниями.

Настоящий обзор посвящен образованию адронов в жестких процессах рассеяния с участием лептонов. В разд. 1 приведены экспериментальные данные по конечным адронным состояниям в жестких процессах и проанализированы их основные закономерности. Разд. 2 посвящен описанию процесса адронизации в рамках моделей независимой фрагментации и струнной фрагментации. Дан критический анализ этих моделей. Картина образования конечных адронных состояний в пертурбативной КХД приведена в разд. 3. Завершает его обзор современных кластерных моделей. Разд. 4 содержит результаты вычислений средних множественностей и спектров в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны. Следующие три раздела посвящены изучению рождения адронов в глубоконеупругих процессах (ГНП).

Так, в разд. 5 обсуждается механизм адронизации ГНП и выясняется его специфика, связанная с наличием кварков-спектаторов. В разд. 6 проведено вычисление средней множественности адронов в ГНП и процессе Дрелла — Яна и установлена ее связь со средней множественностью в e^+e^- -аннигиляции. При этом подробно изучена зависимость числа частиц от размеров области локализации начальной энергии. Описание конечных состояний в ГНП завершается вычислением инклюзивных спектров (разд. 7). В разд. 8 поставлены и решаются вопросы, связанные с выбором калибровки. Показана неоднозначность в интерпретации экспериментальных данных по конечным состояниям в рамках КХД. Заключительный разд. 9 содержит обсуждение возможной универсальности характеристик множественных процессов.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО КОНЕЧНЫМ АДРОНЫМ СОСТОЯНИЯМ

Средние множественности. Простейшей характеристикой конечных состояний в процессах столкновения частиц является средняя множественность заряженных адронов. Богатый экспериментальный

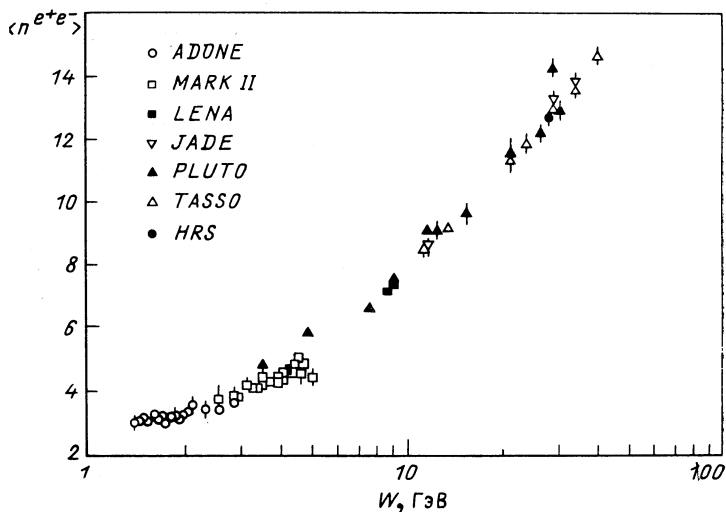


Рис. 1. Средняя множественность заряженных адронов в e^+e^- -аннигиляции

материал накоплен при изучении конечных состояний в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны [1—5]. На рис. 1 изображена энергетическая зависимость средней множественности в e^+e^- -аннигиляции [5]. Среднее число рождающихся частиц велико и составляет, например, $\langle n \rangle^{e^+e^-} = 14.4$ при $W = 41,5$ ГэВ. Это объясняется как большими

значениями достигнутых на эксперименте энергий, так и тем, что в рассматриваемом процессе вся начальная энергия «перекачивается» в конечные частицы.

Характерным является ход кривой на рис. 1. Вплоть до энергий $W \simeq 7 \div 8$ ГэВ средняя множественность растет логарифмически с W , ее аппроксимация имеет вид [6]

$$\langle n \rangle^{e^+e^-} = (2,67 \pm 0,04) + (0,48 \pm 0,02) \ln W^2, \quad 1,4 \leq W < 7,0 \text{ ГэВ.}$$

Начиная с энергий $W \simeq 8 \div 10$ ГэВ величина $\langle n \rangle^{e^+e^-}$ испытывает резкий скачок в росте [6]:

$$\langle n \rangle^{e^+e^-} = (-6,1 \pm 0,4) + (2,79 \pm 0,06) \ln W^2, \quad 7,0 \leq W < 31,6 \text{ ГэВ.}$$

Как видим, средняя множественность не может быть описана единой логарифмической подгонкой во всем интервале измеренных значений W . В то же время $\langle n \rangle^{e^+e^-}$ хорошо описывается формулой, следующей из пертурбативной КХД, предсказывающей более быстрый рост [7]:

$$\langle n \rangle^{e^+e^-} = (2,85 \pm 0,23) + (0,091 \pm 0,005) \exp(2,88 \ln W^2)^{1/2}. \quad (1)$$

Данное обстоятельство позволяет заключить, что с возрастанием инвариантной массы конечных адронных состояний в игру вступает механизм пертурбативной КХД.

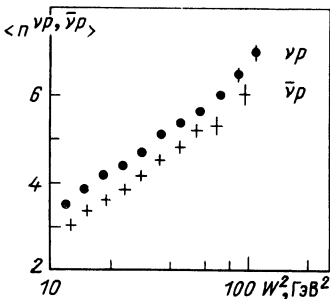


Рис. 2. Средняя множественность заряженных адронов в глубоконеупругом $v\bar{p}$ - и $\bar{v}p$ -рассеянии

Обратимся теперь к другому классу жестких процессов — глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах. До недавнего времени информация о среднем числе адронов поступала от анализа процессов с участием нейтрино (антинейтрино). Средняя множественность заряженных адронов в $v\bar{p}$ -реакции изучалась в работах [8—12], а в $\bar{v}p$ -реакциях — в [9, 11—14]. В экспериментальных работах [9, 10, 14] приведены данные по $\langle n \rangle^{v\bar{p}}$ и $\langle n \rangle^{\bar{v}p}$.

Как видим, доступные W и средние множественности в ГНП пока существенно меньше, чем в e^+e^- -аннигиляции. Сравнивая рис. 1 и 2, убеждаемся в различном качественном поведении среднего числа частиц как функции W для рассматриваемых жестких процессов.

Интересно отметить, что экспериментальные точки на рис. 2 для $\langle n \rangle^{v\bar{p}}$ и $\langle n \rangle^{\bar{v}p}$ располагаются строго параллельно друг другу с разницей $\Delta n \simeq 0,5$. Приведем аппроксимацию, взятую из работы [11]:

На рис. 2 представлены множественности $\langle n \rangle^{v\bar{p}, \bar{v}p}$ как функции инвариантной массы адронных состояний [11].

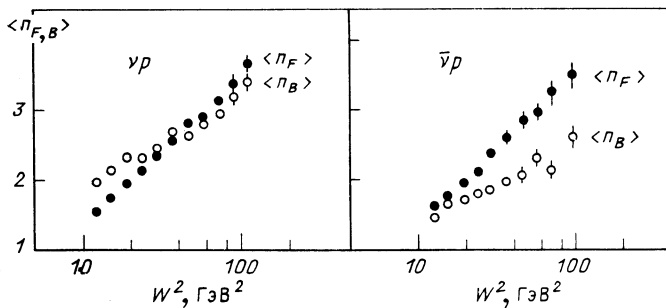


Рис. 3. Средняя множественность заряженных адронов, летящих по току и мишени, в глубоконеупругом νp - и $\bar{\nu} p$ -рассеянии

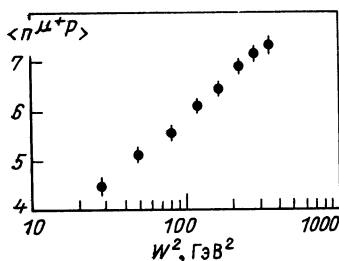


Рис. 4. Средняя множественность заряженных адронов в глубоконеупругом μ^+p -рассеянии

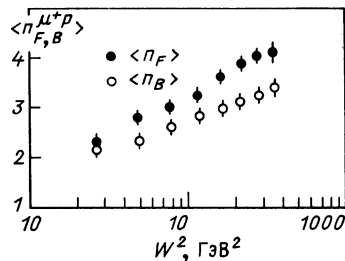


Рис. 5. Средняя множественность заряженных адронов, летящих по току и мишени, в глубоконеупругом μ^+p -рассеянии

$\langle n \rangle^{\nu p} = (-0,05 \pm 0,11) + (1,43 \pm 0,04) \ln W^2$, $3,3 \leq W \leq 11$ ГэВ,
 $\langle n \rangle^{\bar{\nu} p} = (-0,56 \pm 0,25) + (1,42 \pm 0,08) \ln W^2$, $3,3 \leq W \leq 11$ ГэВ.
 Подобным образом ведет себя и среднее число частиц, образовавшихся в рассеянии нейтрино (антинейтрино) на нейтроне [10, 14].

Более детальной характеристикой ГНП является среднее число заряженных частиц, летящих «по току» $\langle n_F \rangle$ и «по мишени» $\langle n_B \rangle$. Для νp - и $\bar{\nu} p$ -реакций соответствующие зависимости изображены на рис. 3. Обращает на себя внимание превышение $\langle n_F \rangle$ над $\langle n_B \rangle$ для обоих процессов. Из рис. 3 также заключаем, что $\langle n_F \rangle^{\nu p} \simeq \langle n_F \rangle^{\bar{\nu} p}$. Поэтому наблюдаемая разница между полными множественностями $\langle n \rangle^{\nu p}$ и $\langle n \rangle^{\bar{\nu} p}$ (рис. 2) должна быть отнесена на счет частиц, летящих назад в системе центра масс (с.ц.м.) конечных адронов.

Данные ЕМС по полной множественности заряженных адронов, «передней» и «задней» множественностям в μ^+p -рассеянии приведены соответственно на рис. 4 и 5 [7]. На рис. 6 и 7 произведено сравнение указанных данных ЕМС с аналогичными характеристиками других жестких процессов [7], откуда заключаем, что $\langle n_F \rangle^{\mu^+p} \simeq \langle n_F \rangle^{\nu p}$,

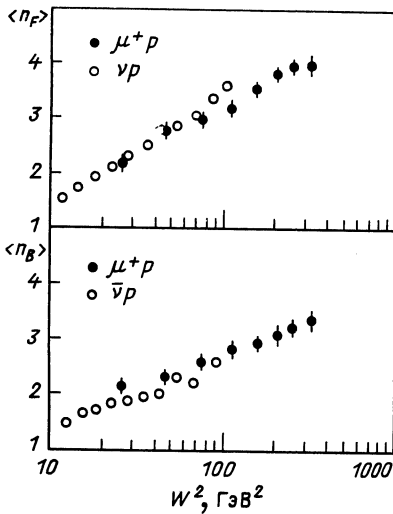


Рис. 6. Сравнение множественностей заряженных адронов в μ^+p -, νp - и $\bar{\nu}p$ -столкновениях

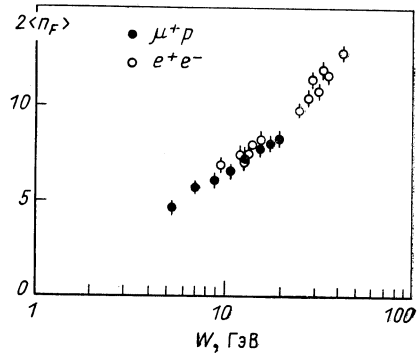


Рис. 7. Сравнение множественностей заряженных адронов в μ^+p - и e^+e^- -столкновениях

$\langle n_B \rangle^{\mu^+p} \simeq \langle n_B \rangle^{\bar{\nu}p}$ и $\langle n_F \rangle^{\mu^+p} \simeq 1/2 \langle n \rangle^{e^+e^-}$. Данные соотношения находятся в согласии с представлениями наивной партонной модели.

Глубоконеупругий лептон-адронный процесс характеризуется двумя кинематическими параметрами: полной энергией адронных состояний W и передачей 4-импульса от лептона к нуклону Q^2 . Изучая зависимость $\langle n \rangle$ от Q^2 , можно понять, как эффективность множественного рождения частиц связана с размерами области взаимодействия ($\sim Q^{-2}$).

Первые экспериментальные исследования средней множественности как функции переменной Q^2 были предприняты группой из Корнельского университета [15]. Измерения проводились в ep - и $e\nu$ -столкновениях при энергиях $3 \leq W^2 \leq 14 \text{ ГэВ}^2$ и выявили логарифмическое падение $\langle n \rangle(W^2, Q^2)$ с ростом Q^2 в интервале $1,4 \leq Q^2 \leq \leq 8 \text{ ГэВ}^2$.

Далее Q^2 -зависимость средней множественности интенсивно изучалась в νp - и $\bar{\nu}p$ -столкновениях в интервале энергий $3 \leq W \leq \leq 14 \text{ ГэВ}$ (эксперимент WA21 на BEBC) [16]. Полученные экспериментальные данные давали указания на слабый рост $\langle n \rangle(W^2, Q^2)$ по Q^2 при $Q^2 \geq 10 \text{ ГэВ}^2$. Однако большие погрешности в указанном эксперименте не позволили сделать определенного заключения.

Другая работающая на BEBC коллаборация, анализируя данные νD - и $\bar{\nu}D$ -рассеяния (эксперимент WA25), пришла к выводу, что Q^2 -зависимость функций фрагментации объясняется кинематическими эффектами [12]. Действительно, введение обрезания $W > 5 \text{ ГэВ}$ сильно уменьшало зависимость от Q^2 [12].

Новые точные измерения множественности заряженных адронов в μ^+p -взаимодействиях, выполненные EMC (эксперимент NA9) [17],

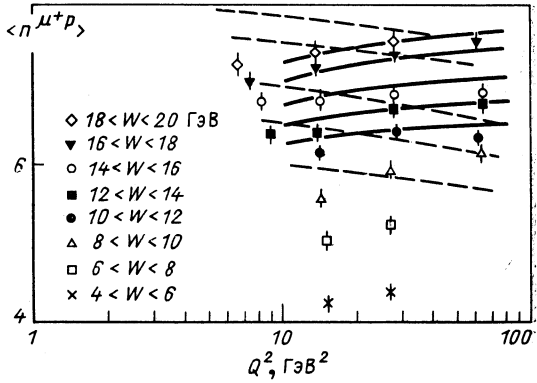


Рис. 8. Средняя множественность заряженных адронов в μ^+p -рассеянии как функция Q^2 для фиксированных интервалов W :

сплошные кривые отвечают расчетам по формуле (47); пунктирные кривые соответствуют предсказаниям модели LUND

показали, что она возрастает с Q^2 при фиксированных W из интервала $4 \leq W \leq 20$ ГэВ (рис. 8). Результаты подгонки полученных данных таковы [7]:

$$\langle n \rangle^{\mu^+p} = (-0,30 \pm 0,16) + (1,22 \pm 0,03) \ln W^2 + (0,22 \pm 0,04 \pm 0,06) \ln Q^2. \quad (2)$$

Ассоциированная множественность заряженных адронов измерялась также в процессе Дрелла — Яна [18]. На рис. 9 изображены экспериментальные точки для $\langle n^{DY} \rangle$ при разных значениях массы леп-

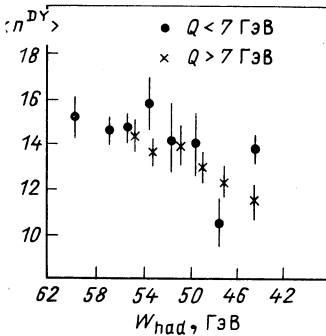


Рис. 9. Средняя множественность заряженных адронов в процессе Дрелла — Яна при различных значениях массы лептонной пары Q

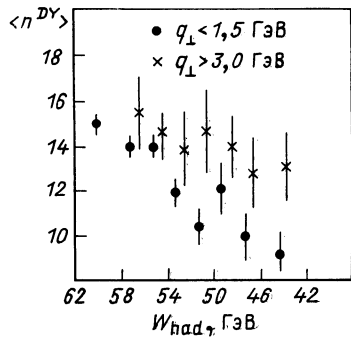


Рис. 10. Средняя множественность заряженных адронов в процессе Дрелла — Яна при различных значениях поперечного импульса лептонной пары q_{\perp}

тонной пары Q^2 . Как видим, $\langle n^{DY} \rangle$ не зависит от W и Q^2 по отдельности, но является функцией лишь переменной W_{had} — энергии, доступной для множественного рождения адронов.

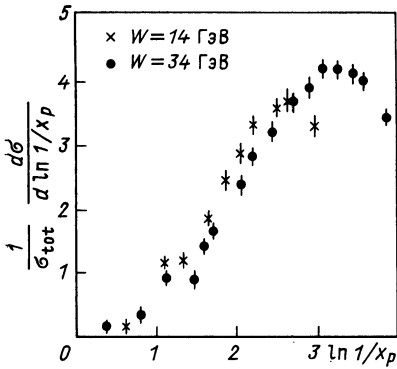


Рис. 11. Спектр заряженных пионов по доле импульса в e^+e^- -аннигиляции

При фиксированных значениях W_{had} среднее число заряженных частиц в процессе Дрелла — Яна растет при увеличении поперечного импульса лептонной пары (рис. 10).

Инклюзивные спектры. При современных энергиях большую часть частиц, рождающихся в жестких процессах, составляют π -мезоны. На рис. 11 изображен спектр

заряженных пионов в e^+e^- -аннигиляции, рассматриваемый как функция переменной $\ln 1/x_p$, где $x_p = 2p/W$ — доля импульса детектируемого π -мезона [2]. Из рис. 11 видно, что спектр имеет провал

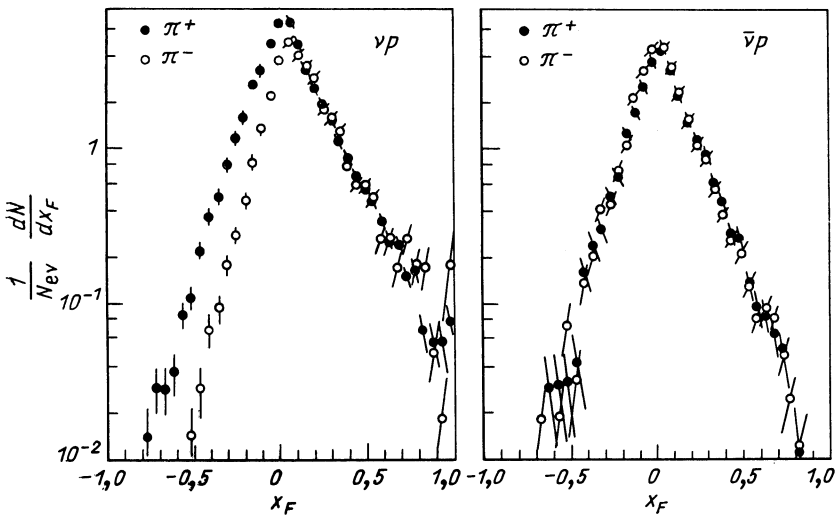


Рис. 12. Распределение заряженных пионов в глубоконеупругом νp - и $\bar{\nu} p$ -рассеянии

в области малых x_p . С ростом энергии положение максимума смещается вправо. В области значений x_p , близких к единице, заметных изменений в поведении спектра не наблюдается.

Спектры заряженных адронов в глубоконеупругих процессах с участием нейтрино изучались в работах [16, 19—21]. На рис. 12 показаны спектры заряженных π -мезонов в νp - и $\bar{\nu} p$ -столкновениях [21]. Экспериментальные данные взяты в интервале $3 < W < 10$ ГэВ.

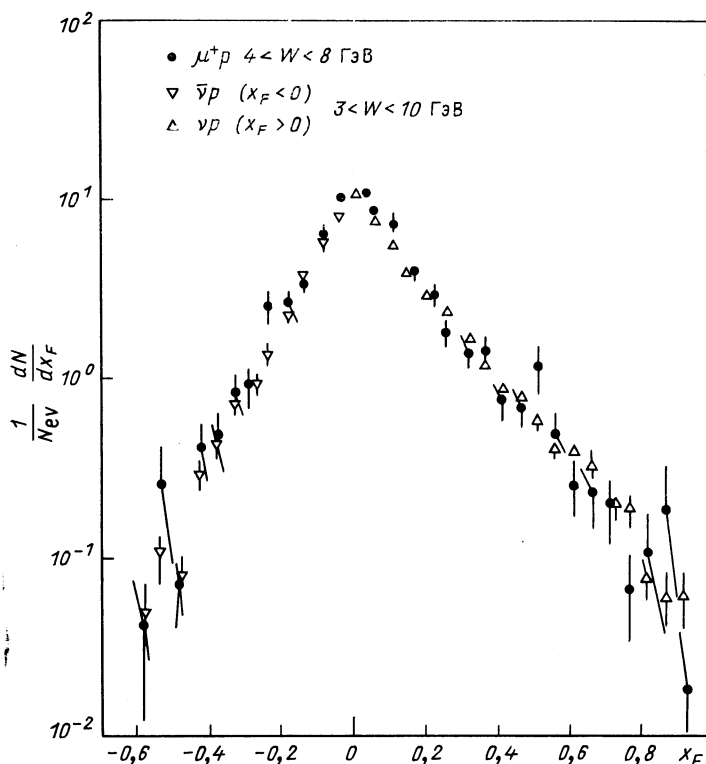


Рис. 13. Сравнение распределений заряженных пионов в μ^+p -, νp - и $\bar{\nu}p$ -рассеянии

Изучение инклюзивных спектров адронов в μ^+p -рассеянии [22—24] указало на совпадение спектров глубоконеупругих процессов с различными виртуальными щупами. Иллюстрацией может служить рис. 13.

Интерес вызывает, конечно, не столько сама форма спектра, сколько ее зависимость от кинематических переменных W и Q^2 . Соответствующий анализ проведен в [16] (для νp - и $\bar{\nu}p$ -рассеяния) и в [24] (для μ^+p -рассеяния). Оказалось, что независимо от Q^2 функции фрагментации растут с W при $|x_F| \lesssim 0,1$. При больших значениях фейнмановской переменной x_F зависимость от W исчезает. Изменения функций фрагментации с ростом Q^2 отсутствуют при имеющейся статистике [16, 24].

Наконец, приведем инклюзивный спектр заряженных частиц по быстротам в μ^+p -столкновении [22], измеренный при различных энергиях (рис. 14). Как и ожидалось, он не симметричен и ведет себя

по-разному в областях фрагментации тока и мишени. С ростом энергии ширина плато растет логарифмически по W , высота его (при $W > 4$ ГэВ) остается постоянной [24].

Одной из особенностей глубоконеупругого процесса является эффект лидирования. Он заключается в том, что вторичная частица

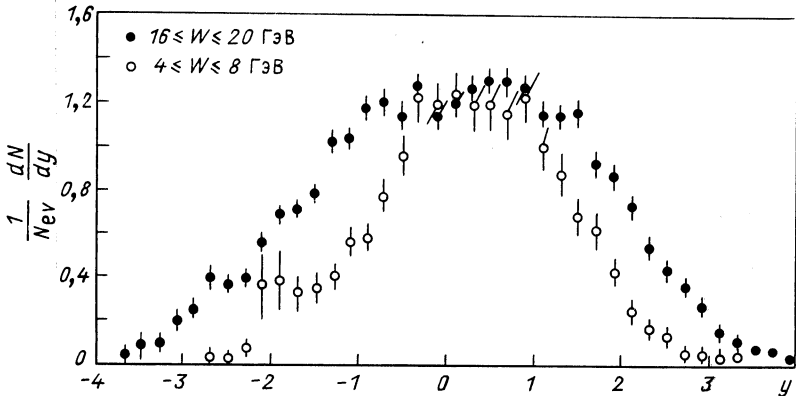


Рис. 14. Распределение заряженных пионов по быстроте в μ^+p -столкновениях

имеющая квантовые числа нуклона мишени, уносит значительную долю импульса последнего. На рис. 15 изображен спектр протона по фейнмановской переменной x_F в μ^+p -рассеянии [25]. Спектр имеет

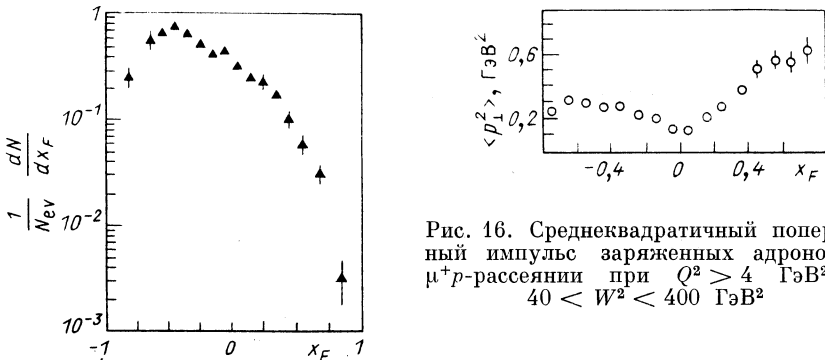


Рис. 16. Среднеквадратичный поперечный импульс заряженных адронов в μ^+p -рассеянии при $Q^2 > 4$ ГэВ² и $40 < W^2 < 400$ ГэВ²

Рис. 15. Распределение конечных протонов в глубоконеупругих μ^+p -столкновениях

довольно резкий максимум вблизи $x_F \approx -0,5$ и быстро спадает в области $x_F > 0$. В среднем лидирующая частица уносит половину доступной энергии в с.ц.м. конечных адронов.

Изучение поперечного импульса конечных адронов в жестких процессах тесно связано с исследованием КХД-эффектов. На рис. 16

Рис. 17. Распределение поперечного импульса лидирующего адрона в области тока и остальной совокупности заряженных частиц по быстроте в μ^+p -рассеянии

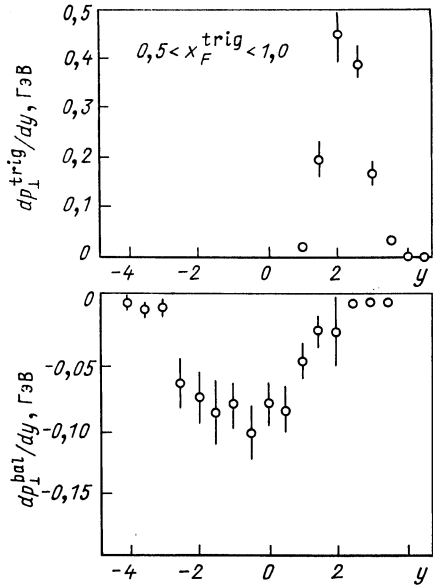
показаны данные ЕМС по зависимости среднего поперечного импульса заряженных адронов от x_F [26]. Сравнительно большие значения энергий в эксперименте NA9 ($40 < W^2 < 400$ ГэВ²) позволяют добиться хорошего разделения фрагментов тока и мишени. В дополнение к провалу вокруг точки $x_F = 0$ («seagull»-эффект) налицо явная асимметрия. Значения $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ значительно больше для летящих вперед адронов с $x_F > 0,2$, нежели для адронов, движущихся назад.

На рис. 17 представлено распределение поперечного импульса для лидирующего адрона в области тока ($x_F > 0,5$) и остальной совокупности заряженных частиц [26]. Компенсация большого поперечного импульса триггера происходит, как мы видим, за счет совокупности медленных адронов с небольшими $\langle p_{\perp}^2 \rangle$. Аналогичные результаты, касающиеся $\langle p_{\perp}^2 \rangle$, получены и для νN ($\bar{\nu}N$)-рассеяния [27].

Передне-заднюю асимметрию $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ (рис. 16), так же как и наблюдаемый поток поперечного импульса (рис. 17), нельзя объяснить увеличением начального поперечного импульса кварков внутри нуклона $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ или испусканием жесткого глюона. Удовлетворительное описание получается лишь учетом множественного излучения мягких глюонов из выбитого кварка [28]. При этом достаточно положить, как обычно, $\langle k_{\perp}^2 \rangle = 0,2$ ГэВ².

Экспериментальные данные, касающиеся более детальных свойств вторичных частиц, таких, как распределение адронов по сортам, корреляции их квантовых чисел и т.д., можно найти, например, в [29].

Универсальность характеристик вторичных адронов. Исходя из единого струйного механизма рождения адронов, можно, с одной стороны, ожидать сходства в поведении спектров и средних множественностей в жестких процессах. Приведенные выше экспериментальные данные (см. рис. 6 и 7) указывают на то, что для глубоконеупругих процессов они ведут себя одинаково, независимо от природы виртуального щупа (γ^* -фотон или W -бозон). Из рис. 7 заключаем, что выбитый виртуальным фотоном кварк фрагментирует в адроны так же, как и кварк в e^+e^- -аннигиляции.



С другой стороны, поведение, например, полных множественностей с энергией различно для e^+e^- -аннигиляции (см. рис. 1) и жестких лептон-адронных столкновений (см. рис. 2 и 4).

Обсудим возможную универсальность конечных адронных состояний в более широком плане, рассматривая как жесткие процессы с участием лептонов, так и мягкие адрон-адронные процессы. На рис. 18

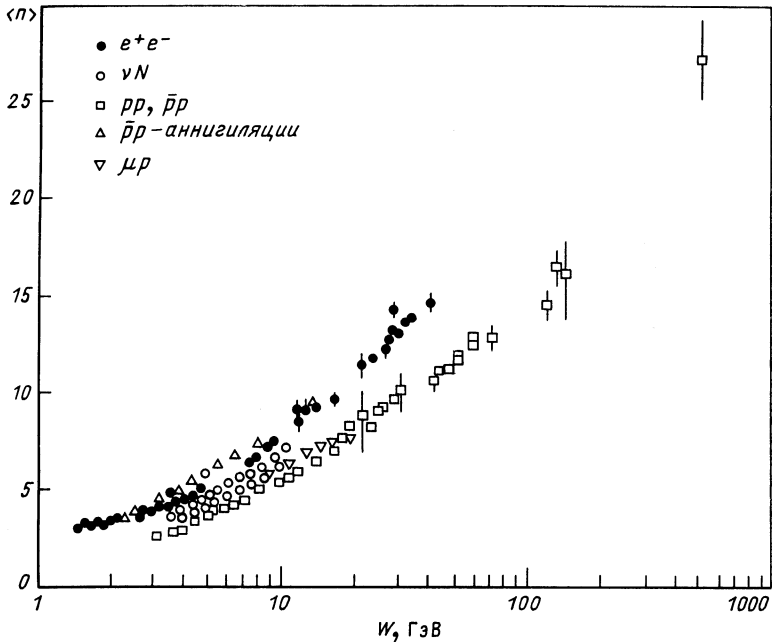


Рис. 18. Средние множественности заряженных адронов в процессах множественного рождения

изображены экспериментальные данные по множественности заряженных адронов. Видно, что имеющееся различие в поведении $\langle n \rangle$ становится более заметным с ростом W .

Правильно ли, изучая свойства конечных состояний, рассматривать величину $\langle n \rangle$ как функцию энергии столкновения W ? На это следует дать отрицательный ответ. Действительно, лишь в e^+e^- -аннигиляции вся энергия сталкивающихся частиц переходит в конечные адроны. В то же время в νN -реакциях образуется лидирующий нуклон, уносящий значительную часть энергии начального нуклона. Для hh -столкновений имеем уже две лидирующие частицы. Как следствие, инвариантная энергия, идущая на рождение адронов, W_{had} оказывается существенно меньше начальной энергии W .

Группа Зикики в ЦЕРН проанализировала данные по pp -рассеянию, выделив в каждом событии лидирующие адроны и определив

(через их импульсы) квадрат инвариантной массы адронной системы W_{had}^2 [29—32]. Сравнение данных pp -рассеяния с данными e^+e^- -аннигиляции [30] и νp -рассеяния [31] показало, что средняя множественность заряженных частиц является универсальной функцией переменной W_{had} для жестких и мягких процессов. Утверждение иллюстрируется нами рис. 19, взятым из работы [15]. В работе [32]

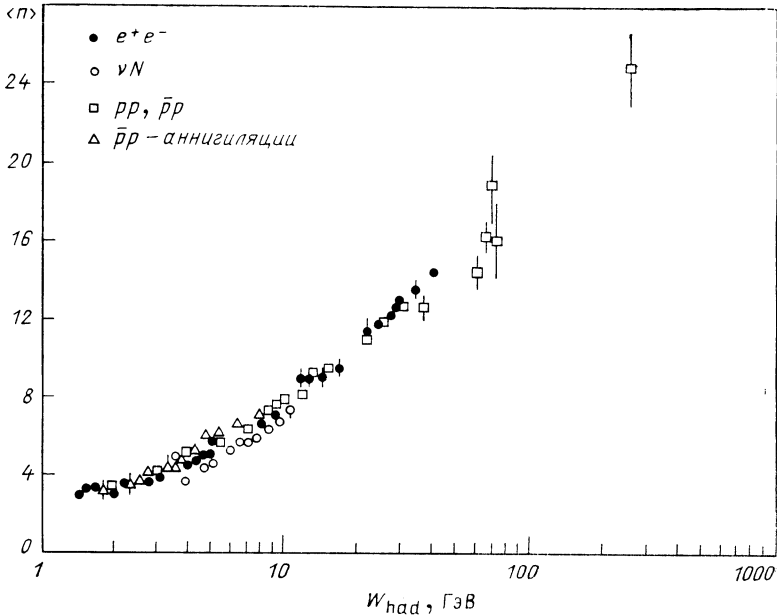


Рис. 19. Средние множественности заряженных адронов как функции инвариантной массы конечных состояний

показана универсальность спектров в pp - и μ^+p -столкновениях для мягких адронов с долей энергии $z \leq 0,3$.

Свойство универсальности обнаружено также для таких характеристик конечных адронов, как инклюзивное распределение по поперечному импульсу; отношение средней энергии, связанной с заряженными частицами, к полной энергии, доступной для рождения; функции корреляций по быстрым [33].

Сравнительное изучение фрагментационных характеристик кварковых струй в π^-p -рассеянии и e^+e^- -аннигиляции (при энергии $W = 3$ ГэВ) проведено в [34]. То же для кварковых и дикварковых струй в мягких π^-p - и жестких $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиях (в интервале $W = 5 \div 9$ ГэВ) проделано в [35].

Несмотря на универсальность ряда глобальных характеристик конечных адронных состояний в жестких (лептонных и лептон-адронных) и мягких (адрон-адронных) процессах [33], детальные харак-

теристики зависят от рассматриваемого процесса. Так, множественность в e^+e^- -аннигиляции распределена по Пуассону, а в pp ($p\bar{p}$)-рассеянии описывается отрицательным биномиальным распределением, значительно более широким [5]. Сильные корреляции между $\langle n_F \rangle$ и $\langle n_B \rangle$, измеренные для pp ($p\bar{p}$)-столкновений, не имеют места для множественного рождения в e^+e^- -аннигиляции [5].

2. МОДЕЛИ АДРОНИЗАЦИИ, НЕ СВЯЗАННЫЕ С КХД

Модель Филда — Фейнмана. Модель Филда — Фейнмана или модель независимой фрагментации [36] параметризует процессы рождения адронов в струях. Она построена таким образом, чтобы воспроизвести два важных экспериментальных факта: приближенный скейлинг в энергетическом распределении конечных частиц и ограниченность среднего поперечного импульса рождающихся адронов по отношению к оси струй.

Мезоны в модели рождаются в кварковых струях. Считается, что кварки фрагментируют в адроны независимо друг от друга (отсюда одно из названий модели) через последовательность фундаментальных переходов

$$q_a \rightarrow M(q_a \bar{q}_b) + q_b. \quad (3)$$

Данный переход можно рассматривать как рождение $(q_b \bar{q}_b)$ -пары в вакууме с последующим образованием мезона $M(q_a \bar{q}_b)$. Оставшийся кварк q_b , уносящий часть импульса начального кварка q_a , в свою очередь, переходит в мезон $M(q_b \bar{q}_c)$ и кварк q_c и т. д. В результате образуются упорядоченная по времени цепочка адронов и один нескомпенсированный «остаточный» кварк.

Распределение энергии между мезоном и кварком в процессе (3) задается плотностью вероятности вида

$$dP/dz = f(z), \quad (4)$$

где $z = E$ (мезона)/ E (кварка). Этим обеспечивается независимость характеристик рождающихся мезонов от энергии начального кварка.

Образующиеся в вакууме пары $(q_i \bar{q}_i)$ имеют нулевой суммарный поперечный импульс (по отношению к кварку-родителю). Поперечные импульсы q_i и \bar{q}_i в отдельности, следовательно, равны друг другу по модулю и имеют в модели распределение

$$dP/d^2p_\perp \simeq \exp(-p_\perp^2/2\sigma_q). \quad (5)$$

Ввиду быстрого убывания (5) по p_\perp^2 средние поперечные импульсы мезонов в цепочке оказываются ограниченными. В частности, для адрона, родившегося первым, имеем $\langle p_\perp^2 \rangle = \sqrt{\pi} \sigma_q$.

Адронизация глюонов может быть включена в описываемую схему следующим образом [37, 38]. Глюон распадается на кварк-анти-

кварковую пару

$$g(E) \rightarrow q(zE) + \bar{q}((1-z)E). \quad (6)$$

Образовавшиеся кварк и антикварк фрагментируют в адроны как в модели Филда — Фейнмана. В работе [37] предполагается, что энергия в процессе (6) распределяется согласно функции распада Альтарелли — Паризи [39]

$$z^2 + (1-z)^2.$$

В модели [38] энергия глюона с равной вероятностью передается целиком либо q , либо \bar{q} . При этом глюоны выглядят как кварки со случайным ароматом.

Модель независимой фрагментации содержит ряд принципиальных недостатков. Во-первых, она лоренц-инвариантна. Во-вторых, в ней не сохраняются энергия, аромат, заряд и, что особенно важно, цвет. В многоструйных событиях, где образуется большое число остаточных кварков, возникает проблема их обесцвечивания.

Рассмотренная схема дает также неверную пространственно-временную картину образования адронов. Действительно, в ней первыми по времени рождаются быстрые адроны и лишь затем — медленные. Это противоречит общепринятому представлению о том, что адроны возникают в результате экранировки цветовых сил на больших расстояниях (~ 1 фм). А большие расстояния отвечают как раз частицам с малыми импульсами.

Для описания экспериментальных данных плотность вероятности (3) выбирается в однопараметрическом виде

$$f(z) = 1 - \alpha_F + 3\alpha_F(1-z)^2.$$

Другой параметр модели α_V описывает относительную вероятность рождения векторных и аксиальных мезонов. Частота рождения странной ($s\bar{s}$)-пары в вакууме по сравнению с ($u\bar{u}$)- и ($d\bar{d}$)-парами задается величиной γ_s . Подгонки большой совокупности экспериментальных данных дают следующие значения параметров:

$$\sigma_q = 320 \text{ МэВ}; \quad \alpha_F = 0,77; \quad \alpha_V = 0,5; \quad \gamma_s = 0,4.$$

Критическим для модели Филда — Фейнмана является переход от описания двухструйных событий к многоструйным в e^+e^- -аннигиляции. Новейшие экспериментальные данные указывают на нетривиальные угловые корреляции частиц в qqg -событиях. А именно, поток адронов в области между q - и \bar{q} -струями значительно ослаблен по сравнению с потоком частиц между q (\bar{q})- и g -струями [40, 41]. Это явление, предсказанное в работе [42], носит название string-эффекта.

Излучение жесткого глюона в рассматриваемой модели приводит лишь к появлению потока адронов в направлении импульса глюона.

Ясно, что указанное расхождение с экспериментом [40] принципиально неустранимо в модели с независимой фрагментацией партонов. Но, несмотря на это и отмеченные выше трудности самой модели, она по-прежнему используется для описания, скажем, множественного рождения адронов в ГНП.

Модель струнной фрагментации. Серьезные проблемы в модели Филда — Фейнмана были связаны с тем, что адроны в ней образуются в результате фрагментации изолированных кварков. В частности, в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны начальные кварк q и антикварк \bar{q} порождают независимые струи частиц. Напротив, в модели струнной фрагментации, именуемой часто LUND-моделью [43], адронизация есть результат эволюции системы $q\bar{q}$ как целого. При этом на промежуточных этапах изолированные кварки не появляются, т.е. конфайнмент цвета заложен в модели априорно.

Уместно начать с так называемого «простого» варианта модели струнной фрагментации как физически наиболее наглядного [44]. Рассматриваются безмассовые кварк и антикварк, связанные релятивистской струной. Энергия на единицу длины струны приблизительно постоянна, импульса струна не несет. Переход возбужденной $q\bar{q}$ -системы в стабильные мезонные состояния происходит путем разрыва струны в отдельных точках с образованием $q\bar{q}$ -пар. Вероятность рождения такой пары выбирается однородной во времени и пространстве:

$$dP/dt dx = P_0. \quad (7)$$

Нетрудно показать, что более медленные адроны рождаются первыми в любой системе отсчета. Можно перейти в систему, где мезон, содержащий начальный кварк, рождается первым (схема лоренц-инвариантна). В этой системе картина адронизации эквивалентна картине в модели [36], описываемой переходом (3). При этом $f(z) = 1$.

Несмотря на то, что рассматриваемая схема воспроизводит многие стороны формализма Филда — Фейнмана, в ней отсутствуют принципиальные трудности модели независимой фрагментации.

Однако «простой» вариант имеет свои проблемы. Одна из них связана с тем, что пары $(q_i\bar{q}_i)$ образуются в точке, а следовательно, q_i (\bar{q}_i) рождается с нулевыми массой и энергией. Конечные мезоны не могут поэтому иметь отличный от нуля поперечный импульс.

В «стандартной» версии модели струнной фрагментации [45] кварк-антикварковая пара с инвариантной массой $2m_{\perp}^2 = 2(m_q^2 + p_{\perp}^2)$ рождается на отрезке струны длиной $2l = 2m_{\perp}^2/k$, где $k = 1/2\pi\alpha' \simeq \simeq 0,9$ ГэВ/фм есть натяжение струны. Описание рождения пары туннелированием в линейном потенциале приводит к распределению вида

$$dP/d^2p_{\perp} \simeq \exp(-\pi m_{\perp}^2/k).$$

Для того чтобы образовать массивную частицу, струна должна успеть растянуться на необходимую длину $2l$. Ясно, что это приводит к

модификации функции $f(z)$:

$$f(z) = (1 + c)(1 - z)^c,$$

где $c = 0,5$.

Глюоны в модели струнной фрагментации идентифицируются с малым участком изломанной струны, несущим импульс (кинком) [46]. В процессе адронизации кинк отделяется от начальной изломанной струны и образует лидирующий мезон. Оставшиеся две подструны фрагментируют в адроны обычным образом. Такой механизм включения глюонов, не требующий новых функций фрагментации, приводит к нетривиальной топологии конечных адронов в многострунных событиях — string-эффекту [42]. Как видим LUND-модель учитывает влияние цветовой топологии на распределение частиц вне струй. Неудивительно, что она дает хорошее описание всей совокупности экспериментальных данных по трехструйным событиям в e^+e^- -аннигиляции [40].

Каковы недостатки стандартной версии LUND-модели? Во-первых, рождение адронов в ней происходит асимметрично по отношению к концам струны*. Во-вторых, модель не описывает многочастичные конфигурации, в которых присутствуют пары частиц с малыми инвариантными массами. В-третьих, начальные партонные состояния не определяются в самой модели, для них берутся известные из КХД выражения.

Указанные трудности привели к разработке так называемой симметричной схемы [47]. В ней множественное рождение рассматривается как каскадный процесс развала струны. Исходная система с инвариантной массой s_0 распадается на мезонное состояние с фиксированной массой m и долей импульса z и подсистему с массой $s_1 = (1 - z)(s_0 - m^2/z)$. Образовавшаяся подсистема фрагментирует независимо в другой пространственно-временной точке и т.д. При этом делается сильное предположение, что плотность вероятности таких переходов не зависит от энергии системы s при $s \rightarrow \infty$. Это эквивалентно предположению о наличии центрального плато в распределении конечных адронов по быструтам. Если потребовать теперь симметрии каскадного процесса по отношению к концам струны, то искомое распределение определится почти однозначно:

$$f(z) = N \frac{(1-z)^a}{z} \exp(-bm^2/z).$$

Нормировочная константа связана со средней множественностью. Параметр b — универсальный для всех мезонов, в то время как a и N могут зависеть от сорта частиц. Из сравнения с экспериментальными данными получены следующие значения [40]:

$$a = 0,955 \quad (\text{для всех ароматов}), \quad b = 0,6 \text{ ГэВ}^{-2}.$$

* Аналогичная асимметрия по отношению к кварку и антикварку характерна и для модели независимой фрагментации.

Для вычисления начальных партонных состояний из КХД в модели используется значение сильной константы связи $\alpha_s = 0,183$.

Обобщение симметричной струнной фрагментации с двумерного на четырехмерное пространство-время обсуждается в [48]. Там же [48] решается проблема описания конфигураций, содержащих коллинеарные частицы.

Отметим недавнюю работу [49], в которой сделана интересная попытка дать схему вычисления исходных конфигураций в терминах состояний самой струны. Полученные в [49] результаты аналогичны (хотя и не полностью) известным выражениям, полученным в пертурбативной КХД.

В заключение перечислим основные, на наш взгляд, достоинства современной LUND-модели (помимо хорошего описания экспериментальных характеристик процесса e^+e^- -аннигиляции) и проблемы, ей присущие. К преимуществам модели следует отнести то, что она оперирует с бесцветными в целом объектами и тем самым решает проблему невылетаия цвета. При этом учитывается нетривиальная цветовая топология многострунных событий. Далее, в модели процесс адронизации исходных партонных состояний не разбивается на пертурбативную и непертурбативную фазы (как в КХД-моделях), а соответствующий масштаб Q_0 просто не возникает. И, наконец, модель струнной фрагментации распространяется на другой жесткий процесс — глубоконеупругое лептон-адронное рассеяние [50].

Описание ГНП в модели LUND нельзя, однако, назвать удовлетворительным. Начнем с того, что она не позволяет вычислить вклад морских кварков. Взаимодействие виртуального фотона (W -бозона) с валентным кварком — концом нуклонной струны приводит лишь к слабой кинематической зависимости характеристик конечного состояния от Q^2 . С ростом энергии она вообще пропадает. Поэтому предсказания модели относительно Q^2 -зависимости средней множественности адронов даже качественно не согласуются с данными EMC [17] (см. рис. 8).

Модель струнной фрагментации хорошо работает, когда объект ее приложения — незамкнутая струна — или рождается из вакуума (e^+e^- -аннигиляция), или «вытаскивается» точечным щупом из мишени в процессе столкновения (нуклон в ГНП). Вопрос о взаимодействии струн она оставляет в стороне. Отсюда — невозможность общения модели на pp -столкновения.

В модели дается детальный пространственно-временной механизм каскадного развала струн с образованием мезонов и кластеров. Однако процесс этот идет в одну сторону, без «схлопывания» струн. Тем самым в модели струнной фрагментации отсутствует рождение виртуальных (кварк-антикварковых) пар — неперменного атрибута любой теории поля.

3. КОНЕЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПЕРТУРБАТИВНОЙ КХД. КЛАСТЕРНЫЕ МОДЕЛИ

Модели, рассмотренные нами в предыдущем разделе, фактически являются детальными параметризациями процесса адронизации. Поэтому удовлетворительное описание ими экспериментальных данных (или, наоборот, расхождение с экспериментом), те или иные значения параметров моделей мало что говорят нам о реальной структуре частиц и картине взаимодействия этих структур.

Это заставляет нас обратиться к динамической теории сильных взаимодействий — КХД. Мощным инструментом вычислений в КХД является теория возмущений. Область применимости последней — малые расстояния, на которых эффективная константа связи между кварками и глюонами мала. В то же время адроны образуются на больших расстояниях (около 1 фм), когда в игру вступают силы конформанта, связывающие цветные партоны в наблюдаемые адроны. Возникает вопрос: способна ли теория возмущений дать какую-либо информацию о свойствах конечных адронных состояний?

Наша дальнейшая задача — показать, что пертурбативная КХД позволяет не только нарисовать единую для всех жестких процессов картину адронизации, но и вычислить энергетические зависимости спектров адронов и их множественностей. Для предварительного знакомства с пертурбативной КХД мы отсылаем к известным обзорам, собранным в [51].

Гипотеза преконфайнмента. Гипотеза преконфайнмента была выдвинута в [52] для описания множественного рождения в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны. Согласно этой гипотезе процесс адронизации в e^+e^- -аннигиляции при высокой энергии сталкивающихся лептонов $W^2 \equiv Q^2$ разбивается на три стадии (рис. 20).

Начальные сильновиртуальные кварк и антикварк, разлетаясь, испускают массивные глюоны. Образовавшиеся кварки и глюоны вновь распадаются и т. д. В результате последовательных испусканий образуется партонный ливень. По мере его развития виртуальности продуктов распада уменьшаются, пока не достигнут величины \bar{Q}_0^2 . Параметр \bar{Q}_0 — около нескольких гигаэлектрон-вольт и разделяет пертурбативную и непертурбативную фазы процесса, т. е.

$$\alpha_s(\bar{Q}_0^2)/2\pi \ll 1. \tag{8}$$

Эволюция партонов вплоть до масштаба \bar{Q}_0 полностью описывается теорией возмущений.

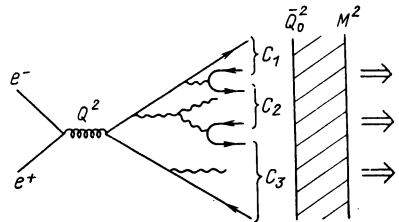


Рис. 20. Образование адронов в e^+e^- -аннигиляции

На второй стадии все партоны в конечном состоянии (с массой \bar{Q}_0) за счет цветовых сил собираются в бесцветные мезонные кластеры. Процесс обесцвечивания идет с асимптотически малыми характеристичными переданными импульсами $|\Delta| \sim \bar{Q}_0^2/Q$. Каждый из образовавшихся кластеров состоит из кварк-антикварковой пары и некоторого числа глюонов. Партоны, формирующие один и тот же кластер, близки по быстротам и по поперечному импульсу, так что инвариантная масса кластера не растет с энергией Q .

Взаимодействие между бесцветными кластерами незначительно, и они распадаются независимо на несколько адронов (изотропно в собственной системе отсчета).

Критическим пунктом является вопрос о значении средней инвариантной массы бесцветного кластера $\langle M_C \rangle$. Действительно, допустим, что $\langle M_C \rangle$ увеличивается с ростом Q . Тогда феноменологические функции фрагментации бесцветных кластеров в адроны будут содержать зависимость от полной энергии. Как следствие, энергетическая зависимость спектров адронов будет во многом определяться не подпадающими вычислению непertурбативными эффектами.

Данный вопрос был детально изучен в [53—55], где было показано, что $\langle M_C^2 \rangle \sim \bar{Q}_0$. Другими словами, с увеличением Q растет число бесцветных кластеров, но не их средняя инвариантная масса. Данный результат подтверждается расчетами по методу Монте-Карло [56] и численными оценками [57]. Среднее число глюонов в бесцветном кластере равно трем-четырем [57].

Каскадный эволюционный процесс в реальном пространстве-времени изучен в работе [58]. Полное время, необходимое для того, чтобы образовать в конечном состоянии партоны с конечной массой \bar{Q}_0 и фиксированной долей начальной энергии Q , оценивается величиной

$$\langle T_{\text{tot}} \rangle \sim Q/\bar{Q}_0^2.$$

Время же $\langle T_C \rangle$, за которое рождается первый бесцветный кластер, является конечным при $Q \rightarrow \infty$ [58]:

$$\langle T_C \rangle \xrightarrow{Q \rightarrow \infty} \text{const.}$$

Данный результат делает самосогласованным применение теории возмущений в рассматриваемой картине.

Кластерные модели адронизации. В кластерных моделях множественное рождение адронов идет через образование и последующий распад бесцветных объектов — кластеров с малой инвариантной массой. Первая стадия процесса рассчитывается пертурбативной КХД, распад же кластеров параметризуется феноменологически, малым числом свободных параметров. Ключевые предположения всех кластерных моделей следующие:

1. Цвет экранируется до стадии адронизации путем образования бесцветных кластеров.

2. Кластеры распадаются на адроны универсальным локальным образом.

Универсальность подразумевает, что адронизация не зависит от предыстории кластера, но определяется лишь его физическими характеристиками — инвариантной массой и квантовыми числами. Локальность означает, что кластеры фрагментируют в адроны независимо.

Первая КХД-кластерная модель была предложена Филдом и Вольфрамом в работе [59]. Согласно [59], механизм адронизации имеет три этапа. Вначале развивается партонный ливень путем последовательных кварк-глюонных распадов. На втором этапе партоны, связанные цветовыми струнами, организуются в бесцветные кластеры. Каждый кластер C , наконец, независимо распадается на два адрона H_1 и H_2 . Соответствующая вероятность дается произведением трех величин:

$$P(C \rightarrow H_1 + H_2) = P_S P_K P_F.$$

Здесь $P_S = (2J_1 + 1)(2J_2 + 1)$ — обычный фактор, связанный с наличием спинов у конечных адронов. Вероятность P_K следует из кинематики двухчастичного фазового объема: $P_K = \theta(M_C - M_1 - M_2) \times \times 2 |p_1|/M_C$, где p_1 — импульс одного из адронов в системе покоя кластера. Фактор P_F описывает относительную вероятность рождения адронов определенного сорта. Модель содержит два свободных параметра — масштаб в сильной константе связи Λ и обрезание по виртуальностям партонного каскада t_c . Ее обобщение предложено в работе [60]. Оно, в частности, предполагает принудительное слияние кластеров с малыми инвариантными массами ($\leq M_C^{\min}$) в один более массивный кластер. Параметры обобщенной модели Филда — Вольфрама таковы:

$$\Lambda = 200 \text{ МэВ}, \quad t_c = 1,5 \text{ ГэВ}^2, \\ M_C^{\min} = 1,25 \text{ ГэВ}.$$

Кластерная модель в такой форме столкнулась с несколькими трудностями [61]. Одна из них — неудовлетворительное описание низкоэнергетических данных. Другая — принципиального характера и связана с тем, что схема неустойчива по отношению к способу учета мягких глюонов, испущенных на стадии формирования партонного ливня.

Добиться хорошего описания имеющихся данных во всем интервале энергий можно усложнением модели [62]. А именно: если допустить промежуточные распады каждого из кластеров на адрон и подкластер с некоторой вероятностью. Плата за достигнутое — дополнительные феноменологические параметры.

Эффекты, связанные с излучением мягких глюонов, последовательно учтены в КХД-кластерной модели Веббера [56]. В разд. 4 мы покажем, что такой учет приводит к строгому упорядочиванию углов последовательных распадов партонов в ливне. Ограничения

на углы распадов накладываются в модели [56] при розыгрыше событий по методу Монте-Карло.

Партонный ливень прерывается, когда инвариантная масса родившегося партона достигает массы кварка m_q (партон \equiv кварк) или величины обрезания \bar{Q}_0 (партон \equiv глюон). Глюоны с массой \bar{Q}_0 распадаются на $q\bar{q}$ -пары. Бесцветные кластеры организуются из кварк-антикварковых пар в конечном состоянии. В случае, если инвариантная масса кластера оказывается больше M_C^{\max} , соответствующая $q\bar{q}$ -система фрагментирует на менее массивные кластеры, как струна в LUND-модели. Маломассивные бесцветные кластеры адронизуются описанным выше способом. Фитирование совокупности экспериментальных данных по множественному рождению в e^+e^- -аннигиляции приводит к следующему результату [40]:

$$m_u = m_d = 340 \text{ МэВ}, \quad m_s = 500 \text{ МэВ}, \\ \bar{Q}_0 = 0,7 \text{ ГэВ}, \quad \Lambda = 300 \text{ МэВ}, \quad M_C^{\max} = 3,5 \text{ ГэВ}.$$

Попытки «улучшения» простой в физическом отношении модели приводят, как правило, к «винегрету» из моделей, основанных на совершенно разной динамике. Примером может служить вариант кластерной модели [63]. Процесс адронизации включает в нем кварк-глюонный ливень с очень жестким обрезанием t_c , фрагментацию образовавшейся системы (рассматриваемой уже в виде изломанной одномерной струны) в кластеры и, наконец, адронизацию кластеров в наблюдаемые частицы.

Струнная фаза процесса привносит, естественно, свои параметры. Один из них — $\rho_c = P_0/k^2$, выражается через натяжение струны k и вероятность разрыва струны P_0 (7). Другой — M_C определяет массы продуктов распада струны. Численные значения параметров таковы [40]:

$$\Lambda = 620 \text{ МэВ}, \quad t_c = 15,0 \text{ ГэВ}^2, \\ M_C^{\min} = 1,75 \text{ ГэВ}, \quad M_C^{\max} = 4,0 \text{ ГэВ}, \\ \rho_c = 2,5 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad M_C = 0,5 \text{ ГэВ}.$$

Детали описания фрагментационных свойств глюонных и кварковых струй различными моделями можно найти в обзорах [64, 65]. Так, модель Веббера [56] правильно описывает двухструйные события в e^+e^- -аннигиляции и string-эффект. В отличие от LUND-модели кластерные модели воспроизводят отношение выхода векторных и псевдоскалярных мезонов и относительное число барионов без дополнительных параметров.

Главным недостатком КХД-кластерных моделей (в смысле описания данных эксперимента) до последнего времени оставалось неправильное предсказание доли трехструйных событий в e^+e^- -аннигиляции [65]. Однако модифицированная версия модели Веббера

[66] со значениями параметров

$$\Lambda = 200 \text{ МэВ}, \quad M_C^{\max} = 4,2 \text{ ГэВ}$$

правильно воспроизводит и эту характеристику.

Успех в описании string-эффекта в модели [56] не случаен и связан с правильным учетом вклада мягких глюонов. Для сравнения возьмем кластерную модель, развиваемую Готтчалком [60—62], в которой такого учета нет и string-эффект также отсутствует. Среди множества событий, генерируемых в модели [60—62], встречаются события со случайным упорядочиванием углов в партонном ливне. Расчет по методу Монте-Карло показывает, что их доля составляет около 18 %. Так вот, если принимать в расчет лишь указанное подмножество событий, описание рассматриваемой кластерной моделью трехструйных событий существенно улучшается [40].

К достоинствам КХД-кластерных моделей следует отнести то, что в них фаза процесса адронизации, происходящая на малых ($\sim 1/Q$) и средних ($\lesssim 1/\sqrt{\bar{t}_c}$) расстояниях и обуславливающая его множественный характер, описывается динамической теорией — КХД. Обесцвечивание кварков и глюонов отделено по времени от стадии рождения наблюдаемых частиц, так что не возникает функций фрагментаций цветных квантов в адроны.

Говоря о проблемах, следует отметить неизбежное появление массового масштаба, разделяющего пертурбативную и непертурбативную фазы полного процесса. Далее, организация кварков и глюонов в бесцветные кластеры и партонный состав последних задаются «руками». Например, если масса кластера лежит вне выбранных пределов ($M_C^{\min} < M_C < M_C^{\max}$), он принудительно либо распадается на подкластеры, либо сливается с другими кластерами в более массивный. Каждый кластер содержит лишь одну кварк-антикварковую пару.

Преодоление указанных трудностей связано с решением проблемы конфайнмента в КХД, разработкой аппарата для описания взаимодействия кварков и глюонов на расстояниях $\sim \Lambda^{-1}$.

4. ПРОЦЕСС e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ В АДРОНЫ. СПЕКТРЫ И МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ПЕРТУРБАТИВНОЙ КХД

Этот и последующие разделы посвящены изучению характеристик конечных адронных состояний в жестких процессах методами пертурбативной КХД. Граница применимости теории возмущений определяется масштабом \bar{Q}_0 (8). Пертурбативная КХД позволяет нам описать развитие партонного каскада вплоть до \bar{Q}_0 , который и определяет множественный характер процесса e^+e^- -аннигиляции. Поэтому есть основание надеяться, что такие характеристики конечных адронов, как формы спектров и их изменения с энергией, близки к соответствующим характеристикам партонных спектров при $Q \gg$

$\gg \bar{Q}_0$. Детальное сравнение вычисленных в теории возмущений выражений с инклюзивными распределениями в e^+e^- -аннигиляции действительно указывает на совпадение партонных и адронных спектров с точностью до множителя, не зависящего от энергии [67]. Интересно, что этот факт не зависит от \bar{Q}_0 (при $\bar{Q}_0 \ll Q$), на котором обрывается партонный ливень [68]. Параметр \bar{Q}_0 задает лишь «подложку» — абсолютную высоту спектра. Совпадение спектров получило в работах [67, 68] название локальной партон-адронной дуальности.

Все сказанное означает, что обесцвечивание и адронизация кварков и глюонов действительно происходит мягким образом, как и предполагает гипотеза преконфайнмента [52] (см. разд. 3).*

Несколько критических замечаний относительно выбора значения \bar{Q}_0 . Полученные в теории выражения для формы спектра глюонов

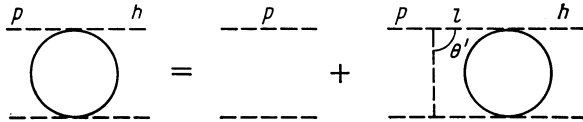


Рис. 21. Уравнение Бете—Солпитера для мнимой части амплитуды рассеяния глюонов

оказываются регулярными по \bar{Q}_0 вплоть до точки $\bar{Q}_0 = \Lambda$. Возникает соблазн вообще избавиться от параметра \bar{Q}_0 , отождествив его, скажем, с Λ или характерной массой адрона M [68]. Однако это неприемлемо с разных сторон. Во-первых, для таких значений \bar{Q}_0 нарушается условие применимости теории возмущений (8), которая используется для вычислений партонных спектров. Во-вторых, это неизбежно приводит нас к порочному с физической точки зрения понятию фрагментации цветных партонов непосредственно в наблюдаемые частицы.

Спектр быстрых частиц. Гипотеза преконфайнмента позволяет свести нахождение спектра адронов к вычислению спектров слабо-виртуальных партонов. Они, в свою очередь, выражаются через величины D_a^q ($D_a^{\bar{q}}$) и D_a^g — функции фрагментации партона сорта a ($a = q, \bar{q}, g$) в кварки (антикварки) и глюоны. Важный вопрос о связи функций фрагментаций с партонными амплитудами в литературе освещен весьма скупо [53, 70]. Многие авторы (см., например, [71]) вообще обходят его стороной, что побуждает нас обсудить его подробнее.

Рассмотрим для простоты чистую глюодинамику. На рис. 21 слева изображена усредненная по цветовым и спиновым индексам

* Ряд авторов (см., например, [69]) приводят физические аргументы в пользу того, что влияние непертурбативных эффектов может не уменьшаться с ростом Q .

мнимая часть амплитуды рассеяния вперед двух глюонов $\bar{\rho}_g^g(p, h)$. Выберем систему координат, в которой поперечный импульс начального глюона равен нулю ($p_{\perp} \equiv 0$) и введем переменную

$$x = h_+/p_+ \equiv (h_0 + h_{\parallel})/(p_0 + p_{\parallel}). \quad (9)$$

В системе бесконечного импульса x есть доля энергии (импульса) начального партона, которую уносит частица с импульсом h . Функция фрагментации определяется через мнимую часть амплитуды, проинтегрированную по поперечному импульсу конечного партона

$$\bar{\rho}_g^g(p^2, \bar{Q}_0^2, x) = \int d^2h_{\perp} \bar{\rho}_g^g(p, h), \quad \bar{Q}_0^2 \equiv h^2. \quad (10)$$

Для описания жестких процессов необходимо уметь находить величины типа $\bar{\rho}_g^g(p^2, \bar{Q}_0^2, x)$ при асимптотически больших значениях p^2 . Величина $\bar{\rho}_g^g$ (10) дается бесконечной суммой сложных диаграмм, вычислить которую в пертурбативной КХД точно невозможно. Поэтому расчеты проводят в главном логарифмическом приближении (ГЛП), т.е. в области

$$\begin{aligned} \alpha_s \ln Q^2/\bar{Q}_0^2 &\ll 1, \\ \alpha_s \ln 1/x &\ll 1 \end{aligned} \quad (11)$$

находят асимптотически главный вклад каждой диаграммы Фейнмана, а затем суммируют эти вклады.

Набор лидирующих диаграмм в ГЛП можно существенно ограничить, если специальным образом выбрать калибровку. Тщательный анализ показал, что в классе аксиальных калибровок

$$n_{\mu} A_{\mu} = 0 \quad (12)$$

для нахождения $\bar{\rho}_g^g$ необходимо просуммировать лишь диаграммы лестничного типа [71, 73]. На физическом языке это означает отсутствие интерференции различных конфигураций, определяющих $\bar{\rho}_g^g$. В этом смысле мы можем говорить о кварках и глюонах в пертурбативной КХД как о партонах. Сложные инклюзивные распределения описываются при этом обобщенными древесными диаграммами «исчисления струй» [74].

Подчеркнем, что вероятностная (партонная) интерпретация не имеет места в других калибровках, например фейнмановской.

В аксиальной калибровке (12) для величины $\bar{\rho}_g^g$ можно записать уравнение Бете — Солпитера, графически представленное на рис. 21. Аналитический вид его следующий:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_g^g(p^2, \bar{Q}_0^2, x) = & p^2 \delta(p^2 - \bar{Q}_0^2) \delta(1-x) + \\ & + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{\bar{Q}_0^2}^{p^2} \frac{dl^2}{l^2} \int_x^1 \frac{dz}{z} \hat{P}_g^{gg}(z) \bar{\rho}_g^g(l^2, \bar{Q}_0^2, \frac{x}{z}), \end{aligned} \quad (13)$$

где $z = l_+/p_+$. Функция Альтарелли — Паризи $\hat{P}_g^{gg}(z)$ описывает реальный распад $g \rightarrow g + g$. При написании уравнения (13) мы выбрали калибровочный вектор n_μ в виде $n = (1, 0, 0, -1)$, считая, что ось z направлена по импульсу p .

Подключив поля материи, мы получим систему уравнений для величин $\bar{\rho}_q^a, \bar{\rho}_{\bar{q}}^a, \bar{\rho}_g^a$, где $a = q, \bar{q}, g$.

Используемые для описания жестких процессов функции фрагментации \bar{D}_a^b выражаются через $\bar{\rho}_a^b$ так:

$$\bar{D}_a^b(k^2, \bar{Q}_0^2, x) = \int_{\bar{Q}_0^2}^{k^2} \frac{dp^2}{p^2} \bar{\rho}_a^b(p^2, \bar{Q}_0^2, x). \quad (14)$$

Функция $\bar{D}_a^b(k^2, \bar{Q}_0^2, x)$ определяет вероятность обнаружить партон сорта b с положительной виртуальностью \bar{Q}_0^2 и долей x в партонородителе сорта a , виртуальность которого меняется вплоть до k^2 . Подчеркнем, что масса родительского партона p^2 (в отличие от массы продукта фрагментации \bar{Q}_0^2) не фиксирована, а k^2 в (14) определяет лишь ее верхнюю границу. Именно таким образом определенные функции фрагментации (14) возникают при анализе лестничных диаграмм в ГЛП.

Функции фрагментации \bar{D}_a^b нормированы на число партонов сорта b в струе партона сорта a :

$$\int dx \bar{D}_a^b(k^2, \bar{Q}_0^2, x) = N_a^b(k^2, \bar{Q}_0^2) \quad (15)$$

и удовлетворяют правилам сумм

$$\sum_b \int x dx \bar{D}_a^b(k^2, \bar{Q}_0^2, x) = 1.$$

Как следует из (13), (14), функции фрагментации подчиняются интегральным уравнениям, которые мы запишем уже с учетом перенормировок. В ГЛП он приводит к тому, что везде α_s заменяется эффективной константой связи $\alpha_s(p^2)$ [54, 71, 75]. Окончательно получаем систему уравнений [70, 71]:

$$\left. \begin{aligned} \bar{D}_g^a(k^2, \bar{Q}_0^2, x) &= \delta(1-x) \delta_{ga} + \int_{\bar{Q}_0^2}^{k^2} \frac{dp^2}{p^2} \frac{\alpha_s(p^2)}{2\pi} \times \\ &\times \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[\hat{P}_g^{gg}(z) \bar{D}_g^a\left(p^2, \bar{Q}_0^2, \frac{x}{z}\right) + \hat{P}_g^{q\bar{q}}(z) \bar{D}_q^a\left(p^2, \bar{Q}_0^2, \frac{x}{z}\right) \right]; \\ \bar{D}_q^a(k^2, \bar{Q}_0^2, x) &= \delta(1-x) \delta_{qa} + \int_{\bar{Q}_0^2}^{k^2} \frac{dp^2}{p^2} \frac{\alpha_s(p^2)}{2\pi} \times \\ &\times \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[\hat{P}_q^{qg}(z) \bar{D}_q^a\left(p^2, \bar{Q}_0^2, \frac{x}{z}\right) + \hat{P}_q^{gq}(z) \bar{D}_g^a\left(p^2, \bar{Q}_0^2, \frac{x}{z}\right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Аналогично функциям фрагментации определяются функции распределения партонов с отрицательными виртуальностями D_a^b , возникающие при описании ГНП. Уравнения для них имеют сходный с (16) вид и могут быть получены как из анализа диаграмм, так и из операторного разложения на световом конусе [76]. Впервые система уравнений для функции D_a^b была получена Альтарелли и Паризи в нековариантной теории возмущений [39]. Уравнения для функций распределения так же, как и для функций фрагментации, носят их имя.

Вернемся к процессу e^+e^- -аннигиляции в адроны. При столкновении лептонов с энергией Q рождаются $q_i\bar{q}_i$ -пары. Виртуальность кварковой (антикварковой) струи меняется вплоть до Q^2 . В ГЛП инклюзивный спектр выражается, следовательно, через функции фрагментации кварков и антикварков по формуле

$$dN^{e^+e^-}/dx = \sum_i e_i^2 [\bar{D}_{q_i}(Q^2, \bar{Q}_0^2, x) + \bar{D}_{\bar{q}_i}(Q^2, \bar{Q}_0^2, x)] / \sum_i e_i^2, \quad (17)$$

где суммирование идет по всем сортам кварков, e_i — заряды кварков.

Спектр мягких частиц. Средняя множественность. Средняя множественность в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны $N^{e^+e^-}$ получается интегрированием спектра (17) по переменной x . Поведение средней множественности связано с формой спектра при параметрически малых x (в наибольшем количестве рождаются мягкие частицы), что заставляет нас детально обсудить распределение мягких партонов в струях.

Функция элементарного распада $g \rightarrow g + g$ является сингулярной при малых z :

$$\hat{P}_g^{gg}(z) \simeq 2C_A/z, \quad (18)$$

где $C_A \equiv N_c$ — число цветов, в то время как функция $\hat{P}_g^{q\bar{q}}(z)$, соответствующая рождению пары $g \rightarrow q + \bar{q}$, конечна при $z = 0$. Поэтому фрагментация массивной партонной струи в мягкие частицы идет в основном через глюоны. В частности, асимптотика множественности определяется числом глюонов в массивной глюонной струе N_g . Величина $N^{e^+e^-}$ отличается от N_g численным множителем. Детальная связь между ними обсуждается в разд. 8.

В лестничном приближении вычисление $N_g(k^2, \bar{Q}_0^2)$ сводится к суммированию дважды логарифмических выводов типа $\alpha_s^n (\ln k^2/\bar{Q}_0^2)^{2n}$. Впервые оно было произведено в работах [53, 77, 78].

Для вычисления спектра при малых x , таких, что $\ln 1/x \simeq \ln k^2/\bar{Q}_0^2$, приближение (11) не годится. Асимптотически древесные диаграммы перестают быть выделенными в этой области. Наряду с лестничными графами необходим учет интерференционных диаграмм, которые дают вклады типа $\alpha_s^n (\ln k^2/\bar{Q}_0^2)^{2n-k} (\ln 1/x)^k$, $k = 0, 1, \dots, 2n$. На первый взгляд, это разрушает вероятностную

интерпретацию процессов с испусканием мягких частиц, а процедуру суммирования диаграмм делает технически неосуществимой.

К счастью, это не так. Изучение перекрестных графов [79] приводит к неожиданному физическому результату. А именно: интерференционные диаграммы дают деструктивный вклад, который полностью компенсирует вклад от большей части фазового объема лестничных графов. Нескомпенсированной остается лишь область, отвечающая строгому упорядочиванию углов распада вдоль лестниц.

Таким образом, для получения правильного результата для спектра при малых x достаточно просуммировать лишь лестничные диаграммы, в которых углы последовательных испусканий партонов θ_i строго убывают [79]:

$$\theta_1 \gg \theta_2 \gg \dots \quad (19)$$

Данный результат означает сохранение партонной картины для жестких процессов при $x \ll 1$. Он был строго доказан в ГЛП [80]. В рабо-

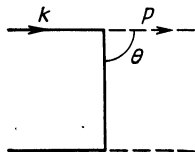


Рис. 22. Излучение глюонной струи кварковым источником

тах [81] и [82] было показано, что учет однологарифмических вкладов и, соответственно, всех нелидирующих логарифмов не меняет асимптотическую форму спектра, вычисленную в ГЛП.

Условие (19) приводит к тому, что струя в процессе своей эволюции не размывается по поперечному импульсу, а ось струи определяется углом вылета партона-родителя.

Перейдем теперь к вычислению среднего числа частиц с учетом деструктивной интерференции цветных глюонов. Методом суммирования диаграмм по-прежнему будет служить уравнение Бете — Солпитера для глюон-глюонной амплитуды (13).

Введем плотность числа частиц с виртуальностью \bar{Q}_0^2 в глюонной струе с фиксированной виртуальностью p^2 , обозначив ее через $n_g(p^2, \bar{Q}_0^2)$. По определению, она равна

$$n_g(p^2, \bar{Q}_0^2) = \int dx \bar{\rho}_g(p^2, \bar{Q}_0^2, x). \quad (20)$$

Источником массивных глюонных струй в жестких процессах являются в конечном счете кварковые поля (внешних бесцветных источников для глюонов не существует). Предположим, что глюон (с виртуальностью p^2) испущен кварком (с виртуальностью k^2) под углом θ к направлению своего движения (рис. 22). Продукт распада глюона,

имеющий меньшую виртуальность l^2 и долю z , излучается под углом θ' (см. рис. 21). Динамическое условие упорядочивания углов (19) в данном случае имеет вид $\theta \gg \theta'$. В переменных z , p^2 и k^2 оно эквивалентно следующему неравенству [83]:

$$z \gg p^2/k^2, \quad (21)$$

которое добавляется к кинематическому ограничению на z

$$z \geq l^2/p^2. \quad (22)$$

С учетом (20) — (22) из равенства (13) получаем уравнение для плотности числа частиц

$$n_g(p^2, \bar{Q}_0^2) = p^2 \delta(p^2 - \bar{Q}_0^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{\bar{Q}_0^2}^{p^2} \frac{dl^2}{l^2} \int_{\max(l^2/p^2, p^2/k^2)}^1 dz \hat{P}_g^{gg}(z) n_g(l^2, \bar{Q}_0^2). \quad (23)$$

Из (14), (15) и (20) следует, что средняя множественность в глюонной струе, виртуальность которой меняется вплоть до k^2 , связана с n_g соотношением:

$$N_g(k^2, \bar{Q}_0^2) = \int_{\bar{Q}_0^2}^{k^2} \frac{dp^2}{p^2} n_g(p^2, \bar{Q}_0^2). \quad (24)$$

Асимптотика $N_g(k^2, \bar{Q}_0^2)$ при $k_0^2 \gg \bar{Q}_0^2$ определяется из интегрального уравнения

$$N_g(k^2, \bar{Q}_0^2) = 1 + C_A \int_{\bar{Q}_0^2}^{k^2} \frac{dp^2}{p^2} \frac{\alpha_s(p^2)}{2\pi} \int_{\bar{Q}_0^2}^{p^2} \frac{dp'^2}{p'^2} N_g(p'^2, \bar{Q}_0^2). \quad (25)$$

При переходе от (23) к (25) мы заменили функцию $\hat{P}_g^{gg}(z)$ ее поведением при малых z (18). Появление «бегущей» константы связи в уравнении (25) есть эффект перенормировки. Решение уравнения для N_g имеет следующую асимптотику (с точностью до предэкспоненциального логарифмического множителя) [80, 83, 84]:

$$N_g(k^2, Q_0^2) \sim \exp \left[\sqrt{\frac{2C_A}{\ln b}} \left(\sqrt{\ln \frac{k^2}{\Lambda^2}} - \sqrt{\ln \frac{Q_0^2}{\Lambda^2}} \right) \right], \quad (26)$$

где обозначено $12\pi b = 11N_c - 2N_f$, N_f — число ароматов.

Эффект упорядочивания углов последовательных распадов партонов в ливне приводит к уменьшению средней множественности. Без его учета показатель в экспоненте в выражении для N_g оказывался в $\sqrt{2}$ раз больше [53, 77, 78].

В работе [85] выражение (26) получено в нековариантной теории возмущений в схеме, использованной ранее Альтарелли и Паризи [39].

Обратимся теперь непосредственно к спектру мягких партонов в глюонной струе, квадрат массы которой ограничен сверху значением k^2 . Из кинематики следует, что область переменной x (9), отвечающая летящим вперед частицам, задается неравенствами $\bar{Q}_0/k \leq x \leq 1$. Исходя из стандартной партоновой модели [86], в которой инклюзивный спектр векторных частиц при $x \ll 1$ имеет вид dx/x , можно было ожидать, что в пертурбативной КХД спектр глюонов набирается вблизи нижней кинематической границы $x \simeq \bar{Q}_0/k$.

В действительности самые мягкие партоны должны испускаться на большие углы, а такое излучение подавлено динамическим механизмом деструктивной интерференции. Как следствие, мы имеем «горбатый» спектр с провалом при параметрически малых x . Явное выражение для спектра в ГЛП мы приводим без вывода [80, 87]

$$x\bar{D}_g(k^2, \bar{Q}_0^2, x) \simeq N_g(k^2, \bar{Q}_0^2) \exp[-(\ln 1/x - 1/4 \ln k^2/\bar{Q}_0^2)/a]/\sqrt{\pi a},$$

где обозначено $a = 1/6 \sqrt{\pi b/2C_A} (\ln k^2/\Lambda^2)^{3/2}$. Мы видим, что функция фрагментации имеет резкий максимум при $x = (\bar{Q}_0/k)^{0,5}$.

Учет однологарифмических вкладов сдвигает пик спектра вправо на величину $O(\sqrt{\alpha_s(k^2)})$. При современных энергиях значение поправки численно довольно велико, так что наиболее насыщенной частицами является область вблизи точки $x \simeq (\bar{Q}_0/k)^{0,65}$ [68].

Более детальное обсуждение спектров и средних множественностей в кварковых и глюонных струях в рамках пертурбативной КХД можно найти в [88].

Наблюдаемый на эксперименте провал в мягкой области адронного спектра нельзя однозначно интерпретировать как проявление эффекта когерентности в испускании глюонов. Причина этого — неопределенность в выборе параметра \bar{Q}_0 . Увеличение \bar{Q}_0 , например, приводит к такому же численному эффекту, что и учет эффекта когерентности [89].

Прямым экспериментальным проявлением когерентности является string-эффект в трехструйных событиях, о котором шла речь в разд. 3. Вычисления, проведенные в пертурбативной КХД с учетом когерентности излучения глюонов, приводят к совершенно различному распределению внеструйных частиц в трехструйных $q\bar{q}g$ - и $q\bar{q}g$ -событиях [90]. Сделанные в работах [90] предсказания нашли свое экспериментальное подтверждение [41].

5. МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ ПРОЦЕССЕ

В разд. 3 и 4 мы видели, что пертурбативная КХД позволяет нарисовать стройную картину образования конечных состояний в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны. В ней цветные кварки и глюоны обесцвечиваются до стадии адронизации на расстояниях, где

еще применима теория возмущений в КХД. Важную роль в механизме адронизации играют массивные глюонные струи.

В настоящем разделе мы обратимся к глубоконеупругому рассеянию лептона на нуклоне

$$l + N \rightarrow l' + X.$$

В низшем порядке по электромагнитному (слабому) взаимодействию процесс сводится к процессу поглощения виртуального фотона (W -бозона) с 4-импульсом $q = l - l'$ нуклоном

$$\gamma^* (W) + p \rightarrow X. \tag{I}$$

Здесь и далее для определенности мы будем считать нуклон мишени протоном.

Традиционная картина адронизации в ГНП. Открыв любой обзор по глубоконеупругим процессам, мы наверняка обнаружим на одной из первых страниц диаграмму, схематически изображающую рассеяние лептона на нуклоне (рис. 23). Это говорит о том, что механизм образования конечных состояний в ГНП, соответствующий рис. 23, стал почти канонизированным. Сам механизм переключался из стандартной кварк-партонной модели [86]. Суть его в том, что источником адронных струй в ГНП являются выбитый из нуклона (виртуальным щупом) кварк и оставшийся дикварк. В с.ц.м. конечных адронов кварк и дикварк разлетаются в противоположные стороны. Направление движения кварка вдоль тока принимают за положительное.

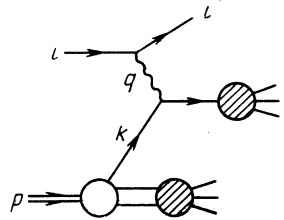


Рис. 23. Глубоконеупругое рассеяние лептона на нуклоне

Другим ключевым моментом кварк-партонной картины в ГНП является предположение о том, что частицы, летящие вперед (назад), суть фрагменты выбитого кварка (дикварка). Это, в частности, означает, что спектры продуктов кварка и дикварка не перекрываются.

Имеющиеся экспериментальные данные качественно хорошо согласуются с предсказаниями наивной кварк-партонной модели. Об этом, например, говорит измерение «чистого» заряда в передней и задней полусферах. Зависимость «чистого» заряда от x_{Bj} указывает на большой вклад морских кварков при $x_{Bj} \lesssim 0,2$ и доминантность валентного кварка при $x_{Bj} \gtrsim 0,2$ [92]. Другой экспериментальный факт состоит в том, что лидирующий в области тока адрон ($x_F > 0,5$) с большой вероятностью ($>70\%$) несет квантовые числа выбитого кварка [91, 92].

Нарушение скейлинга указало на необходимость введения в нарисованную схему глюонов. Излучение глюонов учитывается тем, что функция распределения кварка в нуклоне f_q и функция фрагментации кварка в адроны \bar{D}_q приобретают зависимость от виртуальности фотона $q^2 \equiv -Q^2$. Увеличение интенсивности тормозного излучения

глюонов из выбитого кварка привлекается для объяснения роста поперечного импульса адронов в токовой струе с энергией $W^2 = (p + q)^2$ [28].

Необходимо отметить, что в механизме образования конечных частиц глюонам обычно отводится второстепенное место. Их роль, по сути, сводится к изменению характеристик фрагментирующего в адроны кварка. Что касается дикварка, он вообще не «чувствует» присутствия глюонов.

В обсуждаемой традиционной картине адронизации средняя множественность складывается из средней множественности в кварковой струе $\langle n_q \rangle$ и струе дикварка $\langle n_{qq} \rangle$. Для жестких процессов имеем, таким образом, формулы [93]

$$\begin{aligned} \langle n \rangle^{e^+e^-} &= 2 \langle n_q \rangle, & \langle n \rangle^{\text{DIS}} &= \langle n_q \rangle + \langle n_{qq} \rangle, \\ \langle n \rangle^{\text{DY}} &= 2 \langle n_{qq} \rangle. \end{aligned}$$

Поскольку в области фрагментации мишени, как правило, рождается лидирующей нуклон (изобара), уносящий в среднем половину импульса исходного нуклона (см. рис. 15), естественно предположить, что $\langle n_q \rangle > \langle n_{qq} \rangle$. Это согласуется с наблюдаемым превышением $\langle n_F \rangle$ над $\langle n_B \rangle$ (см. рис. 3 и 5).

При энергиях $W > 7$ ГэВ задняя и передняя полусферы для вторичных частиц в ГНП четко различаются на эксперименте [11, 22]. Интерпретация данных по конечным состояниям базируется на кажущемся естественным предположении о том, что спектры продуктов дикварка и фрагментов выбитого кварка не перекрываются по быстротам (см. выше). Так, инклюзивные спектры частиц, летящих по мишени, связывают целиком с функциями фрагментации дикварка в адроны.

На наш взгляд, указанная гипотеза относится к тому типу гипотез, которые, по выражению А. Пуанкаре, «... принимаются молчаливо, поэтому мы и не можем от них избавиться» [94, с. 97]. Один из вопросов, которые мы собираемся изучить в данном разделе, как раз состоит в следующем: можно ли при современных энергиях выделить вклады выбитого кварка и дикварка в спектрах наблюдаемых адронов?

Для описания множественного рождения адронов в e^+e^- -аннигиляции, с одной стороны, и в ГНП — с другой, привлекаются, как мы видели, совершенно различные механизмы. В e^+e^- -аннигиляции адронизация мыслится как фрагментация массивных партонных струй, идущая в основном через глюоны. Интенсивность распада глюонных струй определяется их инвариантной массой. Для ГНП используется картина Филда — Фейнмана с независимо фрагментирующими кварковыми струями. При этом интенсивность процесса и характеристики вторичных частиц зависят от энергии кварковой струи.

Экспериментальное изучение конечных состояний в ГНП нацелено главным образом на подтверждение предсказаний стандартной пар-

тонной модели. Нам же кажется, что экспериментаторам (как и теоретикам) необходимо искать проявления закономерностей, общих для IN и e^+e^- — столкновений, указаний на единый механизм адронизации в жестких процессах. В связи с этим мы в заключение раздела выясним, каков механизм множественного рождения в ГНП при высоких энергиях и какова при этом роль дикварка.

Наконец, в разд. 8 мы ответим на вопрос: допускают ли наблюдаемые характеристики конечных адронов вообще интерпретацию в терминах фрагментационных свойств партонов?

Теорема факторизации в пертурбативной КХД. Для того чтобы ответить на первый из поставленных выше вопросов, необходимо вначале определить само понятие дикварка. Под дикварком мы в дальнейшем будем понимать систему из двух валентных кварков, «одетых» непертурбативными глюонами. Таким образом, мы относим к дикварку все эффекты больших расстояний ($\sim M^{-1}$, M — масса нуклона), а все пертурбативные эффекты, поддающиеся вычислению и интерпретации, выделяем отдельно. Сделать это позволяют теоремы факторизации для жестких процессов [95, 96].

Обозначим структурные функции процесса (I) совокупно через $F(Q^2, x)$, где $Q^2 = -q^2$, $x = Q^2/2pq$. Факторизация означает, что структурные функции с точностью до степенных поправок $O(Q^{-2})$ в области не очень малых x представляются в виде

$$F(Q^2, x) = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} D_i^q(Q^2, Q_0^2, \frac{x}{z}) f_i(Q_0^2, z), \quad (27)$$

где i — сорт партонов в теории. Величина $D_i^q(Q_0^2, Q_0^2, x/z)$ при $Q^2 \gg \gg Q_0^2$ может быть интерпретирована как структурная функция партонного подпроцесса

$$\gamma^* + i \rightarrow X \quad (II)$$

с бьеркеновской переменной x/z . Величина $f_i(Q_0^2, z)$ есть функция распределения партона типа i по доле его импульса от импульса протона.

Параметр Q_0 играет двойную роль. В процессе (II) Q_0 есть точка нормировки композитного оператора, через матричный элемент которого выражается $f_i(Q_0^2, z)$. На языке партонной модели Когута — Зюскинда [97] параметр Q_0 определяет «глубину», на которой упрощается распределение партонов по z , и связан с их максимальным поперечным импульсом.

Обсудим произвол в выборе Q_0 . Если положить $Q_0^2 \sim Q^2$, функция распределения кварка q в партоне i $D_i^q(Q^2, Q_0^2, x/z)$ значительно упрощается. Но при этом все пертурбативные эффекты, связанные с излучением глюонов, включаются в феноменологическую функцию $f_i(Q_0^2, z)$ *. Выбор $Q_0^2 \ll M^2$ также неудовлетворителен, поскольку на

* Обычно постулируемое равенство $F(Q^2, x) = f_q(Q^2, x)$ получается из (27) при $Q_0^2 = Q^2$.

масштабах $\sim M^{-1}$ в игру вступают силы конфайнмента, а теория возмущений теряет смысл. Поэтому мы в дальнейшем будем считать, что $Q^2 \gg Q_0^2$, но для Q_0^2 выполнено условие (8).

Необходимо отметить, что в калибровочных теориях $f_i(Q_0^2, z)$ можно интерпретировать как функцию распределения партонов лишь в классе аксиальных калибровок (12). В этом случае $z = kn/pn$, где k — импульс партона.

Соотношение (27) символически представим в виде, изображенном на рис. 24. Для того чтобы получить выражение для инклюзивного спектра в процессе

$$\gamma^* + p \rightarrow h + X, \tag{III}$$

необходимо «продифференцировать» (27) [98]:

$$\frac{dF}{d^3h} = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[\frac{dD_i^q}{d^3h} f_i + D_i^q \frac{df_i}{d^3h} \right], \tag{28}$$

где $d^3h = dh/2h_0 (2\pi)^3$. Соотношению (28) отвечает рис. 25.

Обычно при обсуждении инклюзивных спектров в ГНП и доказательстве теорем факторизации ограничиваются рассмотрением первого члена в правой части (28). Оставшийся «дикварковый» член в (28) (вторая диаграмма в скобках на рис. 25) не дает вклада в инклюзивный спектр частиц с большими поперечными импульсами $h_{\perp}^2 \gg Q_0^2$. Ниже мы покажем, что и его вклад в среднюю множественность с ростом Q^2 (при фиксированных $x \sim 1$) становится все менее существенным.

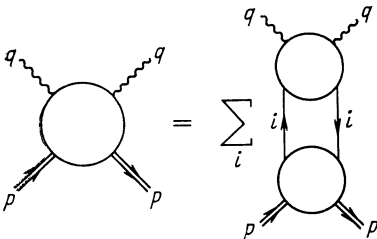


Рис. 24. Факторизация структурных функций ГНП

Тем не менее отбрасывание второго слагаемого в (28) приводит к нарушению правила сумм, связанного с сохранением 4-импульса. Кроме того, дикварковый член необходим для описания характеристик конечных адронов в ГНП при современных Q^2 .

Области быстрого фрагментов кварка и дикварка. Рассмотрим распределение конечных адронов по быстротам

$$y = 1/2 \ln (h_+/h_-) \equiv \ln (2h_+/\sqrt{\mu^2 + h_{\perp}^2})$$

(μ — масса детектируемой частицы), для чего перепишем (28) в нормированном виде

$$F(Q^2, x) \frac{dN}{dy} = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} D_i^q \left(Q^2, Q_0^2, \frac{x}{z} \right) f_i(Q_0^2, z) \left[\frac{dN_i}{dy} + \frac{dn_i}{dy} \right]. \tag{29}$$

В формуле (29) величина dN_i/dy есть плотность распределения по быстройтам в процессе

$$\gamma^* + i \rightarrow h + X_i, \quad (IV)$$

а dn_i/dy — плотность распределения по y , отвечающая виртуальному распаду

$$p \rightarrow i + h + (X - X_i). \quad (V)$$

Полная область быстрот, которую занимают частицы, рождающиеся в процессе (III), имеет вид

$$-Y \leq y - \ln [2(p+q)_+/W] \leq Y, \quad (30)$$

где

$$Y = \ln 1/2 (W/\mu + \sqrt{(W/\mu)^2 - 4}) \simeq \ln (W/\mu).$$

Величина $\ln [2(p+q)_+/W]$ есть быстрота с.ц.м. адронов. В даль-

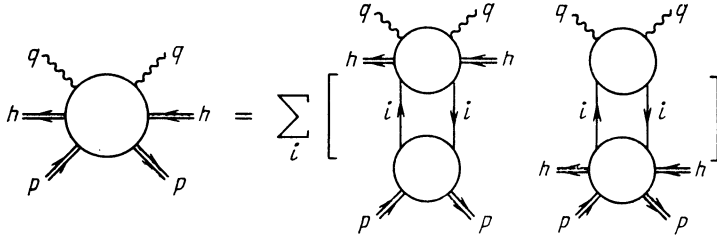


Рис. 25. Факторизация инклюзивных спектров адронов в ГПП

нейшем мы будем работать в системе отсчета

$$\mathbf{p} + \mathbf{q} = 0. \quad (31)$$

В ней W совпадает с энергией конечных состояний. Все экспериментальные данные по конечным состояниям в ГПП приводятся, как правило, в системе (31).

Рассмотрим теперь по отдельности кинематические области, занимаемые фрагментами выбитого кварка и дикварка [99, 100]. В партонном подпроцессе (IV) быстрота изменяется в пределах

$$-\tilde{Y} \leq y - \ln [2(q+k)_+/\tilde{W}] \leq \tilde{Y}, \quad (32)$$

где $\tilde{Y} = \ln (\tilde{W}/\mu)$, а $\tilde{W}^2 = (q+k)^2$ обозначает квадрат массы состояний X_i . Величина

$$y_0 = \ln (2(q+k)_+/\tilde{W}) = \ln (W^2/\tilde{W}^2) \simeq \ln ((1-x)/(z-x)) \quad (33)$$

определяет быстроту центра инерции системы X_i в с.ц.м. полного процесса (III). Окончательно из (32), (33) находим кинематически доступную область быстрот для частиц, рождающихся в процессе

(IV):

$$-Y + y_0 < y < Y. \quad (34)$$

Мы видим из (34), что фрагменты кварковой струи вопреки общепринятому мнению могут рождаться с отрицательными быстротами и, следовательно, лететь по мишени. Доля таких частиц зависит от того, какую часть области (34) в действительности занимает спектр продуктов кварка и какова его форма.

Измеренный спектр заряженных π -мезонов в μ^+p -столкновениях в интервале энергий $16 < W < 20$ ГэВ занимает область быстрой $|y| \leq Y \simeq 4,0$ (см. рис. 14). Оценки среднего значения y_0 по формуле (53) разд. 6 для тех же энергий дают числа $\langle y_0 \rangle \simeq 2,9$ при $Q^2 = 10$ ГэВ² и $\langle y_0 \rangle \simeq 2,0$ при $Q^2 = 100$ ГэВ².

Область изменения быстрой фрагментов дикварка в подпроцессе (V) при фиксированных z имеет вид

$$\begin{aligned} -Y + \ln((1-x)/(1-z)) < y < -Y + \\ + \ln((1-x)/(1-z)) + \ln(M_{\text{diq}}^2/\mu^2), \end{aligned} \quad (35)$$

где

$$M_{\text{diq}}^2 = (1-z)(M^2 + Q_0^2/z)$$

есть верхняя граница инвариантных масс дикварковой системы. Подчеркнем, что M_{diq}^2 не зависит от полной энергии и передачи импульса.

При интегрировании по z области (34) и (35) «размазываются» до полной области (30).

Анализ показывает, что вклад дикварка будет заведомо отсутствовать в области $y \geq 0$ лишь при

$$W > (2/\mu)(1-x)(M^2 + Q_0^2/x). \quad (36)$$

Например, для $x = 1/2$, $\mu = m_\pi$, $Q_0^2 = M^2$ условие отсутствия вклада дикварка в рождение частиц, летящих вперед, заключается в том, что $W \gtrsim 20$ ГэВ. Условие (36) не является, конечно, точным в силу известной неопределенности параметра Q_0 . Но можно сделать ряд не зависящих от нее качественных заключений, например: более тяжелые фрагменты дикварка быстрее уходят из области положительных быстрой.

Теперь мы имеем ответ на первый из вопросов, поставленных в начале данного раздела. А именно: при современных энергиях лептон-адронных столкновений ($W < 20$ ГэВ) области фрагментации выбитого кварка и дикварка перекрываются на одну-две единицы быстрой. Поэтому величины $\langle n_F \rangle$ и $\langle n_B \rangle$ нельзя интерпретировать исключительно как средние множественности продуктов распада кварка и дикварка.

На рис. 26 показано, что сумма их перекрывающихся спектров (пунктирные кривые) может воспроизвести форму полного спектра в ГНП (сплошная кривая). Рис. 26 показывает также, что при этом можно качественно описать такое свойство физического спектра, как появление плато с ростом W (см. рис. 14).

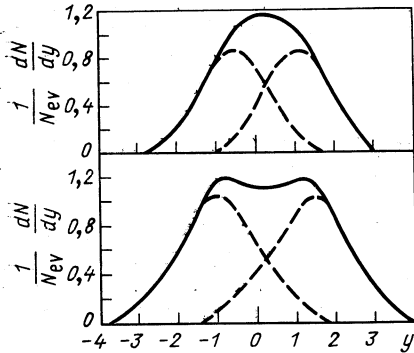


Рис. 26. Полный спектр в ГНП (сплошная кривая) как сумма перекрывающихся спектров фрагментов кварка и дикварка (пунктирные кривые). Нижний график отвечает большей энергии

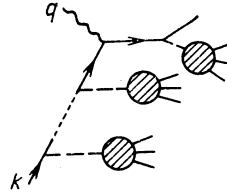


Рис. 27. Образование адронов в ГНП

Механизм рождения адронов в ГНП при высоких энергиях. С ростом энергии W фрагменты дикварка начинают покидать область положительных быстрот. Может показаться, что при высоких энергиях мы будем иметь неперекрывающиеся адронные струи выбитого кварка и дикварка, а для величин $\langle n_F \rangle$ и $\langle n_B \rangle$ восстановится обычная кварк-партонная интерпретация. Посмотрим, так ли это.

При энергиях $W > 7$ ГэВ задняя и передняя полусферы конечных адронов в ГНП четко разделяются на эксперименте [11, 22]. Начиная с энергий $W > 20$ ГэВ все адроны, испущенные дикварком, попадут в заднюю полусферу. Однако они составят лишь незначительную часть всех частиц, летящих по мишени. Действительно, интегрируя вклад дикварка в полную множественность [второй член в правой части (29)]

$$n_{dq} = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} n_i(Q_0^2, z) D_i^{q\bar{q}}(Q^2, Q_0^2, \frac{x}{z}) f_i(Q_0^2, z)/F(Q^2, x),$$

имеем

$$\langle n_{dq} \rangle \leq \max_{i, x \leq z \leq 1} \langle n_i \rangle(Q_0^2, z).$$

Другими словами, $\langle n_{dq} \rangle$ ограничена при фиксированных x сверху не зависящей от Q^2 и W величиной. Поэтому роль дикварка в формировании $\langle n_B \rangle$ становится при $Q \rightarrow \infty$ все менее существенной.

Таким образом, при достаточно высоких энергиях спектр частиц во всей области быстрот (как в передней, так и в задней полусферах) будет определяться спектром вторичных частиц в партонном подпроцессе (III).

Опираясь на пертурбативную КХД, можно нарисовать следующую картину образования конечных состояний в ГНП при фиксиро-

важных значениях бьеркеновской переменной x (рис. 27). * Перед тем как кварк провзаимодействует с фотоном, он излучает массивные глюонные струи. По мере испускания глюонов возрастает их виртуальность, так же как и виртуальность кварка мишени. Данный процесс нельзя, однако, связать с реальными распадами, поскольку виртуальности кварка-мишени на диаграмме рис. 27 отрицательны. Выбитый массивный кварк эволюционирует так же, как кварк в e^+e^- -аннигиляции.

Развитие глюонных струй, последующее собирание партонов в бесцветные кластеры и распад кластеров на адроны идут через описанный в разд. 3 механизм адронизации (см. рис. 20). При этом кварк мишени можно отождествить с антикварком в e^+e^- -аннигиляции.

Оценки показывают, что среднее число глюонных струй в области мишени $\langle n_{\text{jet}} \rangle$ медленно растет с W :

$$\langle n_{\text{jet}} \rangle \simeq (C_F/\pi b) \ln(W^2/Q_0^2) \ln(\alpha_s(Q_0^2)/\alpha_s(W^2)),$$

где $C_F = (N_c^2 - 1)/2N_c$. При этом для средней инвариантной массы струи $\langle M_{\text{jet}}^2 \rangle$ имеем

$$\langle M_{\text{jet}}^2 \rangle \simeq W^2 (\ln(W^2/Q_0^2))^{-1}.$$

Гипотеза об универсальном характере механизма прекофайнмента для всех жестких процессов с участием лептонов была впервые высказана в [99], где она использовалась для вычисления средних множественностей в ГНП и процесса Дрелла — Яна.

Роль дикварка при высоких энергиях мы окончательно выясним в разд. 6. Одновременно мы объясним, почему при современных энергиях множественное рождение в ГНП хорошо описывается стандартной кварк-партоновой моделью.

6. ВЫЧИСЛЕНИЕ СРЕДНИХ МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ В ГНП И ПРОЦЕССЕ ДРЕЛЛА — ЯНА

Факторизация вкупе с мягким обесцвечиванием позволяет отдельно изучить среднее число адронов в партонном подпроцессе (IV). Как отмечалось выше, в асимптотике они составляют подавляющую часть родившихся адронов. В дальнейшем необходимо, однако, учесть кварки-спекраторы, поскольку они во многом определяют энергию, идущую на множественное рождение в подпроцессе (IV).

Глубоконеупругое рассеяние на партоне. В качестве мишени в (IV) надо в общем случае учитывать партоны всех сортов. Мы рассмотрим случай, когда x фиксированы (но не параметрически близки к единице):

$$1 - x \ll 1, \quad \alpha_s(Q^2) \ln 1/(1 - x) \ll 1. \quad (37)$$

* При малых x учет деструктивной интерференции мягких партонов приводит, как и в случае e^+e^- -аннигиляции, к глюонным лестничным диаграммам с ограниченным фазовым объемом [101].

При таких x вклад глюонов и морских кварков сильно подавлен по сравнению со вкладом валентных кварков и основную роль играет подпроцесс

$$\gamma^* + \text{quark} \rightarrow h + \tilde{X}. \quad (\text{VI})$$

Обозначим импульс кварка k и перейдем в с.ц.м. адронной системы

$$\mathbf{q} + \mathbf{k} = 0. \quad (38)$$

Источником частиц в процессе (VI) являются выбитый кварк и глюонные струи в области мишени. Обозначим вклады выбитого кварка и кварка-мишени соответственно $\langle n_{sq} \rangle$ и $\langle n_{tq} \rangle$. Пренебрегая вкладом дикварка в $\langle n_B \rangle$, имеем цепочку равенств

$$\langle n \rangle = \langle n_F \rangle + \langle n_B \rangle = \langle n_{sq} \rangle + \langle n_{tq} \rangle.$$

Наша цель — вычислить значения величин $\langle n_{F, B} \rangle$ и установить связь между $\langle n_{F, B} \rangle$ и $\langle n_{sq, tq} \rangle$.

Вычисления удобно проводить в аксиальной калибровке (12), выбрав в качестве калибровочного вектора суммарный 4-импульс конечного состояния $n_\mu = \tilde{W}_\mu$. В системе отсчета (38) эта калибровка сводится к гамильтоновой

$$A_0 = 0. \quad (39)$$

Рассмотрим вначале фрагментацию выбитого кварка. Масса его велика и меняется вплоть до $\sqrt{\tilde{W}^2}$. Из кинематики следует, что кварк мог бы излучать медленные частицы назад, против своего импульса. Однако деструктивная интерференция сдвигает спектр в сторону бóльших импульсов. В калибровке (39) это приводит к тому, что продукты фрагментации выбитого кварка целиком летят вдоль направления тока, и мы имеем

$$\langle n_F \rangle = \langle n_{sq} \rangle = N_q(\tilde{W}^2),$$

где $N_q(W^2)$ — средняя множественность адронов в кварковой струе, виртуальность которой меняется вплоть до W^2 .

В то же время в гамильтоновой калибровке (39) из (17) находим

$$\langle n \rangle^{e^+e^-} = \left(\sum_i e_i^2 \right)^{-1} \sum_i e_i^2 (N_{q_i}^+(W^2) + N_{q_i}^-(W^2)). \quad (40)$$

Для одних легких кварков $N_{q_i} = N_{\bar{q}_i} = N_q$. Следовательно, среднее число адронов, летящих по току, совпадает с половиной средней множественности в e^+e^- -аннигиляции при той же энергии конечных состояний

$$\langle n_F \rangle \simeq 1/2 \langle n \rangle^{e^+e^-} (\tilde{W}^2). \quad (41)$$

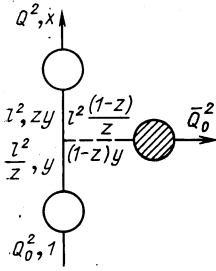


Рис. 28. Диаграмма, описывающая инклюзивный спектр адронов в ГЛП в области фрагментации мишени

В действительности суммирование в (40) включает как легкие, так и тяжелые кварки. Поэтому под $\langle n \rangle^{e^+e^-}$ в правой части соотношения (41) необходимо понимать среднюю множественность адронов в e^+e^- -аннигиляции за вычетом вклада от слабых распадов тяжелых кварк-антикварковых пар.

Формулы типа (41) уже фигурировали в литературе. Что же касается среднего числа фрагментов кварка-мишени $\langle n_{tq} \rangle$, то оно было вычислено независимо в [98, 102]. Согласно правилам исчисления струй [74], инклюзивный спектр в области фрагментации мишени представляется суммой диаграмм, одна из которых изображена на рис. 28. Анализ показывает, что указанная диаграмма дает асимптотически главный вклад в области (37). Светлыми кружками на ней изображены функции распределения кварков, а заштрихованный кружок обозначает функцию фрагментации массивного глюона.

В калибровке (39) виртуальный глюон, эволюция которого образует струю частиц в области мишени, излучается кварком по направлению своего движения. Так как углы последовательных излучений партонов строго упорядочены (19), частицы в струе группируются вдоль направления вылета начального массивного глюона, т.е. летят по мишени $\langle n_{tq} \rangle = \langle n_B \rangle$. Для $\langle n_B \rangle$ в ГЛП имеем выражение

$$\begin{aligned} \langle n_B \rangle = \langle n_{tq} \rangle = & (D_q^q(Q^2, Q_0^2, x))^{-1} \int \frac{d|l^2|}{|l^2|} \int_x^1 dz \int_{x/z}^1 \frac{dy}{y} \times \\ & \times D_q^q(Q^2, l^2, x/yz) \hat{P}_q^{gq}(z) D_q^q(l^2/z, Q_0^2, y) \times \\ & \times \frac{\alpha_s(l^2(1-z)/z)}{2\pi} N_g(|l^2|(1-z)/z, \bar{Q}_0^2), \end{aligned} \quad (42)$$

где $\hat{P}_q^{gq}(z)$ — нерегуляризованная функция распада $q \rightarrow q + g$. Масса струи ограничена снизу массой \bar{Q}_0 , что приводит к обрезанию в области больших значений z :

$$z \leq 1 - \bar{Q}_0^2 / (\bar{Q}_0^2 + |l^2|). \quad (43)$$

Условие (43) регуляризует сингулярность $(1-z)^{-1}$ функции $\hat{P}_q^{gq}(z)$. С учетом (43) нетрудно преобразовать (42) к виду

$$\langle n_B \rangle \simeq \int_{\bar{Q}_0^2}^{Q^2} \frac{d|l^2|}{|l^2|} \int_{\max(\bar{Q}_0^2/|l^2|, |l^2|/Q^2)}^{1-x} dz' \hat{P}_q^{gq}(z') \frac{\alpha_s(l^2 z')}{2\pi} N_g(|l^2|z', \bar{Q}_0^2). \quad (44)$$

В свою очередь, выражение в правой части (44) есть не что иное, как N_q , и мы приходим к равенству

$$\langle n_B \rangle \simeq 1/2 \langle n \rangle^{e^+e^-} (\tilde{W}^2) \quad (45)$$

[с учетом тех же замечаний, что были сделаны к формуле (41)].

Хотя формально среднее число адронов в задней полусфере совпадает со средней множественностью в кварковой струе, летящие по мишени частицы — суть фрагменты глюонной струи. Физическая природа струй должна отразиться на поведении спектров в областях тока и мишени.

Из (41) и (45) вытекает, что при $\tilde{W} \rightarrow \infty$ выполняются соотношения [98—100]:

$$\langle n_F \rangle (\tilde{W}^2) / \langle n_B \rangle (\tilde{W}^2) \rightarrow 1, \quad \langle n \rangle (\tilde{W}^2, Q^2) / \langle n \rangle^{e^+e^-} (\tilde{W}^2) \rightarrow 1. \quad (46)$$

Полученные формулы специфичны для КХД. Например, в теории ϕ_6^3 , не имеющей инфракрасных особенностей, а в остальном аналогичной КХД, мы имели бы $\langle n_F \rangle / \langle n_B \rangle \sim (1 - x)^{-2}$ [98].

Подчеркнем, что среднее число адронов в глубоконеупругом рассеянии лептона на кварке определяется лишь инвариантной массой конечного состояния, но не зависит от переменной Q^2 .

Эффективность трансформации энергии в вещество. Роль дикварка в ГНП. Изучение процессов множественного рождения позволяет лучше понять эффективность трансформации энергии сталкивающихся частиц в массы вторичных адронов. Рождения большого числа частиц следует ожидать, когда начальная энергия W локализуется в малой пространственно-временной области. В свою очередь, малость области локализации энергии связывают с большой передачей 4-импульса. Таким образом, увеличивая передачу 4-импульса (при фиксированной массе конечного состояния), можно ожидать увеличение выхода вторичных адронов.

В [103] изучались средние множественности в инклюзивных адронных процессах, ассоциированные с рождением частиц в области больших передач импульса. На основе унитарности и аналитичности было показано [103], что соответствующая ассоциированная средняя множественность может расти с ростом массы вторичных адронов гораздо быстрее, чем полная множественность, усредненная по всем событиям.

В e^+e^- -аннигиляции в адроны область локализации энергии столкновения определяется начальной энергией W . В этом смысле наблюдаемый быстрый рост средней множественности заряженных адронов в e^+e^- -аннигиляции с ростом W не является неожиданным.

Гораздо больший интерес представляет ГНП, который характеризуется двумя кинематическими параметрами: энергией адронных состояний W и передачей 4-импульса от лептона к нуклону Q^2 . Чем больше виртуальность щупа Q^2 , тем меньше поперечные размеры

области взаимодействия ($\sim Q^{-2}$), тем выше концентрация энергии W в малом объеме.

Поставим вопрос: как КПД ГНП (в смысле эффективности рождения частиц) зависит от размеров области взаимодействия? Ясно, что для ответа на него необходимо изучить Q^2 -зависимость среднего числа адронов в ГНП.

Согласно приведенным выше вычислениям, средняя множественность адронов в подпроцессе (VI) совпадает со средним числом адронов e^+e^- -аннигиляции, взятым при энергии W_{had} , где $W_{\text{had}} = \langle \tilde{W} \rangle$ — средняя инвариантная масса конечного состояния \tilde{X} . Соответственно средняя множественность в ГНП определяется выражением [104] *

$$\langle n \rangle^{\text{DIS}}(W^2, Q^2) = \langle n \rangle^{e^+e^-}(W_{\text{had}}^2) + \langle n_{\text{dig}} \rangle. \quad (47)$$

Среднее число фрагментов дикварка $\langle n_{\text{dig}} \rangle$ ограничено сверху не зависящей от Q^2 постоянной (при неубывающих x).

Дикварк уносит значительную долю η начальной энергии, что выражается в наличии лидирующего протона в области фрагментации мишени (см. рис. 15). Поэтому инвариантная масса W_{had} , фактически доступная для рождения адронной материи, оказывается много меньше, чем W .

Важнейшим обстоятельством, однако, является то, что W_{had} (так же как и величина η) зависит от Q^2 . К оценке этой зависимости мы сейчас и перейдем.

При $1 - x \ll 1$ функция распределения кварка D_q^g аппроксимируется своей несинглетной частью

$$D_q^g(Q^2, Q_0^2, x) \simeq (1-x)^{2C_F\xi-1}/\Gamma(2C_F\xi), \quad (48)$$

где КХД-параметр эволюции $\xi(Q^2)$ дается выражением

$$\xi(Q^2) = \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} \frac{\alpha_s(k^2)}{2\pi}. \quad (49)$$

Для поведения функции f_q при $1 - z \ll 1$ используем выражение

$$f_q(Q_0^2, z) \sim (1-z)^{2n-1}. \quad (50)$$

Такая форма f_q получается, например, из правил кваркового счета [105], где $n = n_{sp}$ — число «пассивных» кварков (спектаторов).

Используя выражения (49), (50), находим [99, 100]

$$W_{\text{had}}^2 = \kappa(Q^2) W^2, \quad (51)$$

где

$$\kappa(Q^2) = C_F \xi(Q^2)/(C_F \xi(Q^2) + n). \quad (52)$$

* С учетом сделанного выше замечания к формуле (41).

W_{had} является, таким образом, монотонно растущей функцией Q^2 , причем $W_{\text{had}} \rightarrow W$ при $Q^2 \rightarrow \infty$.

Одновременно можно оценить положение центральной области доступных быстрот для частиц, родившихся в партонном подпроцессе (34). Результат имеет вид [100]

$$\begin{aligned} \langle y_0 \rangle = & (2C_F \xi)^{-1} [1 - (\bar{Q}_0^2/W^2)^{2C_F \xi} \times \\ & \times \Gamma(2n + 2C_F \xi) / \Gamma(2n) \Gamma(2C_F \xi + 1)] + \\ & + (2C_F \xi + 1)^{-1} + \dots + (2C_F \xi + 2n - 1)^{-1}. \end{aligned} \quad (53)$$

Выпишем два интересных предельных случая формулы (53):

$$\langle y_0 \rangle = \ln(W^2/\bar{Q}_0^2), \quad \xi = 0; \quad \text{■}$$

$$\langle y_0 \rangle = (2C_F \xi)^{-1} + \dots + (2C_F \xi + 2n - 1)^{-1}, \quad \xi \gg (\ln W^2/\bar{Q}_0^2)^{-1}.$$

Из соотношений (34), (53) следует, что центр спектра в подпроцессе (VI) $1/2 \langle y_0 \rangle$ смещен в область положительных быстрот и медленно ($\sim 1/\ln \ln Q^2$) стремится к нулю при $Q^2 \rightarrow \infty$.

На рис. 29 представлен расчет коэффициента $\kappa(Q^2)$ по формуле (52) с параметрами $Q_0 = 1$ ГэВ, $\Lambda = 0,25$ ГэВ, $n = 2,3$. Из графика

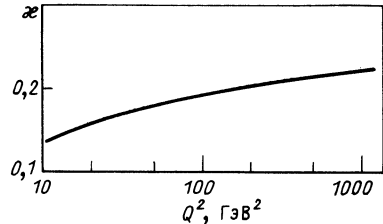


Рис. 29. Отношение квадрата суммарной энергии адронов в лептон-кварковом подпроцессе к квадрату полной энергии в ГНП [расчет по формулам (51), (52)]

видно, что при современных Q^2 и W мы попадаем в область малых значений W_{had} , где функция $\langle n \rangle^{e^+e^-}(W_{\text{had}})$ растет логарифмически. Данное обстоятельство приводит к тому, что множественность частиц в ГНП логарифмически растет с энергией W , т.е. значительно медленнее, чем в e^+e^- -аннигиляции при тех же значениях W .

Отметим ошибочность встречающегося в литературе утверждения о том, что Q^2 -зависимость есть следствие увеличения интенсивности излучения глюонов с ростом Q^2 . Действительно, если выбрать в качестве мишени не протон, а кварк, интенсивное излучение глюонных струй будет иметь место и в этом случае. Однако их виртуальности меняются при этом вплоть до W^2 . Соответственно множественность адронов совпадает с $\langle n \rangle^{e^+e^-}(W^2)$ и не зависит от Q^2 , как было показано выше.

Таким образом, эффект зависимости средней множественности частиц от Q^2 при фиксированных W связан в конечном счете с тем, что кварк, взаимодействующий с лептоном, «сидит» в нуклоне. Как видим, Q^2 -зависимость складывается как из пертурбативных эффектов

(излучение кварком массивных глюонных струй), так и непертурбативных (распределение кварков в нуклоне).

Вспоминая, что с увеличением Q^2 область локализации энергии сжимается, приходим к выводу: эффективность трансформации энергии столкновения в массы частиц в процессах, происходящих на меньших расстояниях, увеличивается [106].

Сравнение с экспериментом. Предсказания. В формуле (47) единственной феноменологической величиной является средняя множественность фрагментов дикварка $\langle n_{\text{diq}} \rangle$. Говоря о вкладе дикварка, уместно коснуться моделей, описывающих фрагментацию дикварка [107—111]. Согласно [108], например, процесс адронизации дикварка обуславливается двумя различными механизмами. В случае, когда большую часть импульса несет один из кварков, дикварк «подцепляет» морской кварк; при этом образуются лидирующий барион и антикварк. Однако, если импульс кварка равномерно распределен между его составляющими, доминирует процесс перехода в мезон и дикварк (с другим набором ароматов). Относительные вероятности обоих процессов (феноменологические величины моделей) оказываются приблизительно равными.

Работы [110] интересны тем, что в них анализируются различные типы дикварков, рассматриваемые как связанные состояния двух кварков. Из сравнения с экспериментом делается вывод, что протон состоит преимущественно из u -кварка и связанного скалярного (ud)-дикварка. Отсюда получено отношение для функций фрагментации (uu)- и (ud)-дикварков [110]

$$\bar{D}_{uu}(x)/\bar{D}_{ud}(x) = 4/3,$$

которое при $x \lesssim 0,5$ неплохо согласуется с экспериментальными значениями [21].

В модели фрагментации дикварка, развитой в [111], для указанного отношения предпочтительным оказывается значение, близкое к единице. Полученное выражение для $\langle n \rangle^{\text{DIS}}$ (47) связывает две физические величины — средние множественности адронов в двух жестких процессах. Поскольку механизм адронизации един для всех жестких процессов с участием лептонов, следует ожидать, что справедливость формулы (47) не зависит от деталей перехода партонов в адроны.

На рис. 8 сплошными кривыми показаны расчеты средней множественности по формулам (47), (51), (52) с выбранным значением $\langle n_{\text{diq}} \rangle = 1,9$ [106]. В качестве параметризации для $\langle n \rangle^{e^+e^-}$ использовалось выражение (1). Подчеркнем, что исходные формулы (47), (51), (52) получены до экспериментального обнаружения Q^2 -зависимости $\langle n \rangle^{\text{DIS}}$.

Для сравнения пунктирными кривыми на рис. 8 показаны предсказания модели LUND, в которой среднее число частиц монотонно падает с ростом Q^2 во всем интервале энергий.

Из (1), (47) находим значение логарифмической производной средней множественности

$$\frac{\partial \langle n \rangle (W^2, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = 1,84 \frac{\langle n \rangle - 4,75}{\ln (\langle n \rangle - 4,75) + 2,41} \frac{1}{\xi (\xi + n) \ln Q^2 / \Lambda^2} \cdot$$

На рис. 30 представлено ее поведение как функции W при фиксированных значениях x . В качестве x выбраны характерные для эксперимента NA9 значения. Экспериментальные данные позволяют выделить некое усредненное по W и Q^2 значение величины $\partial \langle n \rangle / \partial \ln Q^2$,

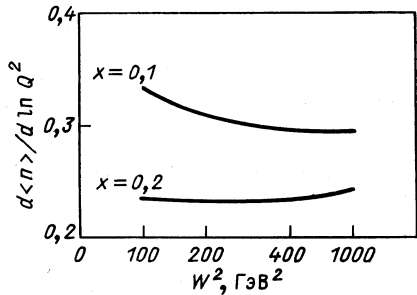


Рис. 50. W -зависимость производной средней множественности по $\ln Q^2$ в ГНП при различных значениях бьеркеновской переменной x .

которое, естественно, зависит от вида подгоночной функции для $\langle n \rangle$. Так, простейший фит, выбранный ЕМС (2), дает для $\partial \langle n \rangle / \partial \ln Q^2$ значение $0,22 \pm 0,04 \pm 0,06$ [17].

Проведенное рассмотрение позволяет сделать следующие выводы:

1. Рост средней множественности адронов по W при фиксированном Q^2 в ГНП имеет ту же физическую природу, что и в e^+e^- -аннигиляции.

2. Вследствие малости отношения W_{had}^2/W^2 средняя множественность в ГНП будет вести себя как $\ln W^2$ вплоть до энергий $W \simeq \simeq 40 \div 45$ ГэВ. При больших W начнется быстрый рост $\langle n \rangle^{\text{DIS}}$, аналогичный тому, который имеется для $\langle n \rangle^{e^+e^-}$ при $W > 10$ ГэВ.

3. Q^2 -зависимость $\langle n \rangle^{\text{DIS}}$ сохранится численно слабой и при высоких энергиях.

Может оказаться и так, что в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию мы не достигнем расстояний, на которых практически вся энергия столкновения будет доступна для множественного рождения адронов ($W_{\text{had}} \simeq W$). Действительно, если лептоны и кварки — составные и масштаб составленности равен $\Lambda_H = 1$ ТэВ, то начиная с расстояний $2 \cdot 10^{-17}$ см лептоны перестанут служить точечными шупами структуры нуклонов. С другой стороны, для $Q^2 = (1 \text{ ТэВ})^2$ имеем оценку $W_{\text{had}} = 0,53W$.

Когда $Q^2 \gtrsim \Lambda_H^2$, глубоконеупругие процессы и адронные процессы с большими передачами 4-импульса надо рассматривать единообразно. При этом следует ожидать качественного изменения как в пове-

дении $\langle n \rangle$, так и в форме событий (новые струи и т. п.). В свете сказанного большой интерес представляют будущие эксперименты на ускорителе HERA, в котором могут быть «прощупаны» расстояния вплоть до $6,4 \cdot 10^{-17}$ см.

Множественность в процессе Дрелла — Яна. В заключение раздела кратко изучим рождение адронов в процессе Дрелла — Яна. Оставляя в стороне вклады спектров, рассмотрим образование $\mu^+\mu^-$ -пары с инвариантной массой Q^2 в столкновении двух кварков с энергией s . нас будет интересовать область высоких энергий s и фиксированных $\tau = Q^2/s$ вдали от кинематических границ

$$s, Q^2 \gg M^2, \bar{Q}_0^2/s \ll 1 - \sqrt{\tau} \ll 1.$$

Для простоты ограничимся случаем, когда лептонная пара имеет чисто поперечный импульс, т. е. $x_{\mu^+\mu^-} = 0$. Тогда доли импульсов партонов, аннигилирующих в фотон, равны $x_q = x_{\bar{q}} = \sqrt{\tau}$. При этом виртуальности указанных кварков имеют верхней границей величину

$$\tilde{W}^2 = Q^2 (1 - \sqrt{\tau}) / \sqrt{\tau} \equiv s (1 - \sqrt{\tau}) \sqrt{\tau}.$$

Соответственно средняя множественность адронов в области фрагментации одной из налетающих частиц (т. е. половина $\langle n \rangle^{\text{DY}}$) есть [98, 102]

$$1/2 \langle n \rangle^{\text{DY}}(s, \tau) = 1/2 \langle n \rangle^{e^+e^-}(s_{\text{had}}) + \langle n_{\text{d1q}} \rangle, \quad (54)$$

где $s_{\text{had}} = \langle \tilde{W}^2 \rangle$.

Теперь зафиксируем поперечный импульс лептонной пары q_{\perp} в области

$$\bar{Q}_0^2 \ll q_{\perp}^2 \ll Q^2.$$

Тогда, согласно [71], виртуальности кварка и антикварка, образующих лептонную пару, ограничены сверху величиной q_{\perp}^2 , а не Q^2 . Отсюда следует, что ассоциированная множественность в процессе Дрелла — Яна не зависит от s , но определяется q_{\perp}^2 и τ . В указанной области имеет место формула

$$\langle n \rangle_a^{\text{DY}}(s, \tau; q_{\perp}^2) = \langle n \rangle^{\text{DY}}(q_{\perp}^2, \tau). \quad (55)$$

Формулы (54) и (55) качественно объясняют характерные особенности поведения $\langle n \rangle^{\text{DY}}$, обнаруженные на эксперименте (см. рис. 9, 10).

7. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ АДРОНОВ В ГНП

Спектр лидирующей частицы в ГНП. Эффект лидирования — хорошо известная особенность мягких адрон-адронных столкновений — имеет место и для ГНП [19, 22]. Спектр протона по фейнмановской переменной обнаруживает резкий максимум в области фрагмен-

тации мишени вблизи $x_F \simeq -0,5$ (см. рис. 15). В среднем, лидирующая частица уносит половину доступной энергии в с. ц. м. конечных адронов. Заметим теперь, что в ГНП имеется помимо энергии конечных состояний W другой большой масштаб Q^2 . Посмотрим, как его наличие сказывается на эффекте лидирования. Согласно (29) спектр протона в области фрагментации мишени записывается в виде

$$\frac{dN}{dx_F} = (F(Q^2, x))^{-1} \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} D_i^q(Q^2, Q_0^2, \frac{x}{z}) \times \\ \times f_i(Q_0^2, z) \frac{1-x}{1-z} \bar{D}_{\text{d1q}} \left(\frac{1-x}{1-z} x_F \right), \quad (56)$$

где $x_F = 2p'_{\parallel}/W$ — фейнмановская переменная для лидирующего протона p' (ось z выбрана по импульсу протона в с. ц. м.); \bar{D}_{d1q} есть функция фрагментации дикварка в лидирующий протон. В сумме по сортам партонов i в правой части (56) при фиксированном x из области (37) доминируют валентные кварки.

Общее свойство функции распределения кварка $D_q^q(Q^2, Q_0^2, x/z)$ при больших $Q^2 \gg Q_0^2$ заключается в том, что она возрастает с уменьшением бьеркеновской переменной. Поэтому при фиксированных x главный вклад в dN/dx_F проистекает от $z \simeq 1$. Таким образом, доля импульса дикварка, а следовательно, и лидирующего протона будет уменьшаться с Q^2 .

Среднее значение можно оценить, используя соотношения (48) — (50). Результат вычислений имеет вид [112]

$$\langle x_F \rangle (Q^2) = \langle x_F \rangle (Q_0^2) (1 - \kappa(Q^2)),$$

где функция $\kappa(Q^2)$ определена в разд. 6 [см. (52)]. Величина $\langle x_F \rangle (Q_0^2)$ определяется явным выражением для функции фрагментации дикварка. Положим $\langle x_F \rangle (1 \text{ ГэВ}^2) = 0,55$. Зная поведение $\kappa(Q^2)$, находим $\langle x_F \rangle (100 \text{ ГэВ}^2) = 0,45$, $\langle x_F \rangle (500 \text{ ГэВ}^2) = 0,40$. Мы видим, что влияние Q^2 сравнительно мало. Это следствие медленного изменения КХД-эволюционного параметра $\xi(Q^2)$ (49) с ростом Q^2 .

В качестве примера возьмем простое выражение для \bar{D}_{d1q} , иллюстрирующее эффект лидирования

$$\bar{D}_{\text{d1q}}(z) \sim (1-z)^{-a}, \quad 0 \leq a \leq 1. \quad (57)$$

Подставляя (57) в (56), для $1 - x_F \ll 1$ находим [112]

$$dN/dx_F \sim (1 - x_F)^{C_F \xi - a}. \quad (58)$$

Формула (58) качественно описывает выполаживание спектра лидирующей частицы вблизи границы фазового объема, которое должно происходить с увеличением Q^2 .

В заключение заметим, что при любых Q^2 , несмотря на изменения в спектре лидирующего протона, он будет нести наибольшую (хотя

и убывающую) долю импульса по сравнению со всеми другими вторичными адронами.

Полный спектр в ГНП. Мы подробно рассмотрим инклюзивный спектр в кинематической области (37). Все расчеты будут произведены в с.ц.м. конечных адронов (38). Наша цель — показать, что единый механизм адронизации в жестких процессах приводит к универсальности инклюзивных спектров мягких адронов.

Изучим вначале рассеяние виртуального фотона на кварке. В темпоральной калибровке (39) спектр частиц, летящих по току, формируется за счет фрагментов выбитого кварка и, следовательно, совпадает с известным спектром адронов в кварковой струе

$$dn/dx_- = \bar{D}_q^h(W^2, x_-),$$

где

$$x_- = h_-/k_+ (1 - x),$$

k — импульс мишени, h — импульс детектируемого адрона.

Спектр в области фрагментации мишени формируется за счет распада массивных глюонных струй, испущенных кварком до взаимодействия с фотоном, и представляется обобщенной диаграммой, изображенной на рис. 28. Согласно [98], он записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dx_+} = & \frac{1-x}{D_q^g(Q^2, Q_0^2, x)} \int_{Q_0^2/x}^{Q^2/x} \frac{d|l^2|}{|l^2|} \times \\ & \times \int_x^1 \frac{dz}{z(1-z)} \int_{x/z}^1 \frac{dy}{y^2} D_q^g(Q^2, l^2, x/yz) \times \\ & \times \hat{P}_q^{qg}(z) D_q^g(l^2/z, Q_0^2, y) \times \\ & \times \frac{\alpha_s(l^2(1-z)/z)}{2\pi} \bar{D}_g^h(|l^2|(1-z)/z, \frac{(1-x)}{(1-z)y} x_+), \end{aligned} \quad (59)$$

где

$$x_+ = h_+/k_+(1 - x).$$

Выражение (59) согласовано с правилом сумм, следующим из закона сохранения импульса

$$\int x_+ \frac{dn}{dx_+} dx_+ = 1.$$

Здесь и в дальнейшем подразумевается, что спектр просуммирован по сортам детектируемых адронов.

При параметрически малых x_+ , т. е. вблизи нижней кинематической границы x_+ , главный вклад дает область $z \simeq 1$. Оценки (59) в этом случае приводят к формуле [113]

$$dn/dx_+ \simeq \bar{D}_q^h(W^2, x_+). \quad (60)$$

Для вычисления инклюзивного спектра в области фиксированных x_+ удобно перейти к моментам по переменной x_+ :

$$n_j = \int x_+^j \frac{dn}{dx_+} dx_+.$$

Вычисления приводят к следующему выражению:

$$n_j \simeq 2C_F B(2C_F \xi, j) \int_0^\xi d\xi' \bar{D}_g^h(\xi', j), \quad (61)$$

где $B(a, b)$ — бета-функция; ξ — эволюционный параметр в пертурбативной КХД (49). Формула (61) дает точное правило сумм, поскольку $\bar{D}_g^h(\xi, j = 1) = 1$, и воспроизводит условие на спектр $n_j|_{\xi=0} = 1$.

Область численно малых x_+ соответствует малым значениям номера момента $j \ll 1$. Подставив в (61) известное выражение $\bar{D}_g^h(\xi, j \ll 1) \simeq \exp(2C_A \xi/j)$, найдем [113]

$$n_j \simeq (C_F/C_A) \exp(2C_A \xi/j) = \bar{D}_q^h(\xi, j),$$

т.е. вновь приходим к формуле (60).

Наконец, интерес представляет поведение спектра вблизи кинематической границы $1 - x_+ \ll 1$. В этой области спектр имеет вид

$$\begin{aligned} dn/dx_+ &\simeq \Gamma(1 + 2C_F \xi) \times \\ &\times \frac{(1-x_+)^{2C_A \xi} - 1}{2C_A \xi \ln(1-x_+)} \bar{D}_q^h(W^2, x_+). \end{aligned}$$

Введем единую для областей фрагментации тока и мишени фейнмановскую переменную $x_F = 2h_{\parallel}/W$. В адронной с. ц. м. она лежит в пределах $-1 \leq x_F \leq 1$ (положительные x_F отвечают частицам, летящим по току, отрицательные x_F — частицам, летящим по мишени). Переменные x_{\mp} и x_F связаны соотношением

$$x_{\mp} = 1/2 (\sqrt{x_F^2 + 4m_{\perp}^2/W^2} \pm x_F),$$

где $m_{\perp}^2 = m^2 + h_{\perp}^2$. Когда x_F изменяется в пределах $-1 \leq x_F \leq 0$ ($0 \leq x_F \leq 1$), переменная x_- пробегает область $m_{\perp}^2/W^2 \leq x_- \leq m_{\perp}/W$ ($m_{\perp}/W \leq x_- \leq 1$), а переменная x_+ — область $m_{\perp}/W \leq x_+ \leq 1$ ($m_{\perp}^2/W^2 \leq x_+ \leq m_{\perp}/W$).

В переменной x_F спектр адронов в рассеянии на кварке имеет при малых x_F следующий вид [113]:

$$\begin{aligned} dn/dx_F &= \bar{D}_q^h(W^2, 1/2 (\sqrt{x_F^2 + 4m_{\perp}^2/W^2} + x_F)) + \\ &+ \bar{D}_q^h(W^2, 1/2 (\sqrt{x_F^2 + 4m_{\perp}^2/W^2} - x_F)). \end{aligned} \quad (62)$$

Мы уже отмечали в разд. 4, что в силу динамических причин функция фрагментации $\bar{D}_q^h(W^2, x)$ обращается в нуль при малых значениях

переменной $x \leq m_{\perp}/W$ (m_{\perp} играет здесь роль \bar{Q}_0). Поэтому первый член в (62), описывающий вклад в спектр фрагментов выбитого кварка, отличен от нуля лишь при $x_F > 0$. Аналогично второе слагаемое, определяющее инклюзивный спектр продуктов распада глюонных струй, сосредоточено в области $x_F < 0$. Таким образом, в выбранной калибровке $A_0 = 0$ указанные вклады (в полный спектр) не перекрываются.

В области $1 - x_F \ll 1$ имеем [113]

$$dn/dx_F \simeq \bar{D}_q^h(W^2, x_F) + \\ + \Gamma(1 + 2C_F\xi) \frac{(1-x_F)^{2C_A\xi} - 1}{2C_A\xi \ln(1-x_F)} \bar{D}_q^h(W^2, -x_F).$$

Как видим, спектр при $x_F \simeq -1$ спадает быстрее, чем при $x_F \simeq 1$. Это означает, что адроны в области фрагментации мишени имеют меньший средний продольный импульс. Поскольку при вычислениях мы считали, что адроны рождаются с фиксированным поперечным импульсом h_{\perp} , угол раствора струи в области фрагментации мишени оказывается шире, чем в струе выбитого кварка. Как мы знаем, продукты мишени идут от распада глюонных струй. Полученный нами результат согласуется с утверждением о том, что глюонная струя шире кварковой (см., например, [65]).

В области своего резкого максимума $x_F \sim m_{\perp}/W$ спектр (62) может быть записан в компактной форме через долю энергии детектируемого адрона $x_E = 2E_h/W$:

$$dn/dx_E \simeq (2C_F/C_A) \bar{D}_q^h(W^2, x_E). \quad (63)$$

Поведение спектра в глубоконеупругом рассеянии лептона на кварке при параметрически малых значениях бьеркеновской переменной, таких, что

$$\alpha_s(Q^2) \ln 1/x \sim 1, \quad (64)$$

изучалось в [114, 115]. В этой области (64) в подынтегральное выражение для инклюзивного спектра (59) входят структурные функции глюонов, которые велики при параметрически малых x . При этом спектр мягких частиц (множественность) уже не определяется исключительно спектром (множественностью) в струе глюона [114]. Более того, недостаточно ограничиться учетом явления когерентности мягких глюонов лишь в распадах струй. Учет когерентности в излучении самих глюонных струй приводит к дополнительным вкладам [115], которые нельзя представить в виде диаграммы на рис. 28. В рассмотренном нами случае, когда x фиксированы или численно малы ($\alpha_s(Q^2) \ln 1/x \ll 1$), эти вклады вымирают и справедлива формула (63).

Приведем, наконец, полный спектр в ГНП, учитывающий вклад дикварка и долю уносимой им энергии:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dx_F} = & (F(Q^2, x))^{-1} \int_x^1 \frac{dz}{z} D_q^q(Q^2, Q_0^2, x/z) \times \\ & \times f_q(Q_0^2, z) [\bar{D}_q^h(\tilde{W}^2, 1/2(\sqrt{x_F^2 + 4m_\perp^2/W^2} + x_F)) + \\ & + \bar{D}_q^h(\tilde{W}^2, \frac{1-x}{z-x} 1/2(\sqrt{x_F^2 + 4m_\perp^2/W^2} - x_F)) \frac{1-x}{z-x} + \\ & + \bar{D}_{\text{diq}}^h(M_{\text{diq}}^2, \frac{1-x}{1-z} 1/2(\sqrt{x_F^2 + 4m_\perp^2/W^2} - x_F)) \frac{1-x}{1-z}], \quad (65) \end{aligned}$$

где $\tilde{W}^2 = W^2(z-x)/(1-x)$ — инвариантная масса адронной системы в подпроцессе (VI). Функция \bar{D}_{diq}^h , описывающая распределение фрагментов дикварка, нам неизвестна. В разд. 5 мы показали, что она не совпадает со спектром частиц, летящих назад в с. ц. м. конечных адронов. Формула (65) позволяет извлечь информацию о \bar{D}_{diq}^h , используя данные по инклюзивным спектрам в ГНП и e^+e^- -аннигиляции.

8. ВЫБОР КАЛИБРОВКИ И МНОЖЕСТВЕННОСТЬ В ЖЕСТКИХ ПРОЦЕССАХ

Средняя множественность адронов в физическом процессе есть, безусловно, калибровочно-инвариантная величина. Однако в пертурбативной КХД вычисляется не среднее число наблюдаемых адронов непосредственно, а множественности цветных виртуальных партонов. О калибровочной зависимости таких величин априори ничего неизвестно.

В работе [78] была показана калибровочная инвариантность $\langle n \rangle^{e^+e^-}$ в однопетлевом приближении. Позже калибровочная зависимость $\langle n \rangle^{e^+e^-}$ изучалась в ГЛП в классе аксиальных калибровок при фиксированной константе связи [53]. Для среднего числа частиц в ГНП и процессе Дрелла—Яна аналогичный анализ проделан в [102]. Однако в упомянутых работах [53, 102] не учитывался вклад во множественность от непланарных (интерференционных) диаграмм. Так что приведенные там доказательства калибровочной независимости $\langle n \rangle$ следует считать ошибочными.

Калибровочная инвариантность величины $\langle n \rangle^{e^+e^-}$. При описании конечных адронных состояний в жестких процессах многие авторы очень свободно оперируют такими понятиями, как средние множественности частиц в кварковой и глюонной струе. Действительно ли можно говорить о N_q и N_g как о хорошо определенных физических характеристиках конечных состояний?

Рассмотрим изолированную глюонную струю — для определенности глюон с положительной большой виртуальностью p^2 . В классе аксиальных калибровок (12) плотность числа частиц в массивной

струе удовлетворяет уравнению, следующему из (13), (20):

$$n_g(p^2, \bar{Q}_0^2) = p^2 \delta(p^2 - \bar{Q}_0^2) + \frac{\alpha_s(p^2)}{2\pi} \int_{\bar{Q}_0^2}^{p^2} \frac{dl^2}{l^2} \int_{l^2/p^2}^1 dz \hat{P}_g^{gg}(z; n) n_g(l^2, \bar{Q}_0^2). \quad (66)$$

Множественность в струе, виртуальность которой меняется вплоть до k^2 , связана с n_g соотношением (24), что дает

$$N_g(k^2, \bar{Q}_0^2) = 1 + \int_{\bar{Q}_0^2}^{k^2} \frac{dp^2}{p^2} \frac{\alpha_s(p^2)}{2\pi} \times \int_{\bar{Q}_0^2/p^2}^1 dz \hat{P}_g^{gg}(z; n) N_g(p^2 z, \bar{Q}_0^2). \quad (67)$$

Функция распада \hat{P}_g^{gg} в (66) и (67) существенно зависит от калибровочного вектора n_μ . Направим вначале n против импульса струи p , что соответствует выбору

$$n_\mu = (1, 0, 0, -1). \quad (68)$$

Тогда при малых z функция $\hat{P}_g^{gg}(z; n)$ аппроксимируется выражением (18), а для N_g получаем уравнение

$$N_g(k^2, \bar{Q}_0^2) = 1 + 2C_A \int_{\bar{Q}_0^2}^{k^2} \frac{dp^2}{p^2} \frac{\alpha_s(p^2)}{2\pi} \int_{\bar{Q}_0^2}^{p^2} \frac{dp'^2}{p'^2} N_g(p'^2, \bar{Q}_0^2). \quad (69)$$

Отметим, что полученное уравнение для множественности в изолированной глюонной струе (69) отличается от уравнения для среднего числа частиц в струе, испущенной в реальном процессе (25), множителем перед интегралом.

Направим теперь n по импульсу струи, т. е. положим

$$n_\mu = (1, 0, 0, 1). \quad (70)$$

В этом случае $\hat{P}_g^{gg} \simeq 0$ в дважды логарифмическом приближении и $N_g(k^2, \bar{Q}_0^2) \simeq 1$.

Таким образом, множественность виртуальных частиц в изолированной массивной партонной струе зависит от калибровки. Выбором калибровочного вектора (70) можно полностью подавить (в приближении ведущих логарифмов) излучение из такой струи [53].

В процессе e^+e^- -аннигиляции кварк-антикварковую пару надо рассматривать как источники глюонных струй, в которых и набирается полная множественность. В результате мы имеем два вклада

в $\langle n \rangle^{e^+e^-}$, изображенные на рис. 31. Глюонные струи, рождающиеся в e^+e^- -аннигиляции, уже нельзя рассматривать как изолированные. Основное отличие их состоит в том, что они имеют родителей и «помнят» угол своего вылета из кварка (антикварка).

Каков относительный и суммарный вклад двух диаграмм на рис. 31 в различных калибровках? Направим ось z вдоль импульса кварка в с. ц. м. сталкивающихся лептонов. В этом случае (68) излучение из

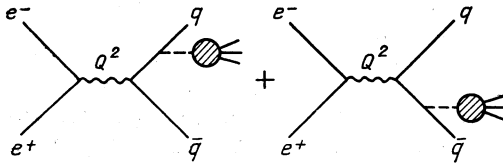


Рис. 31. Два вклада в полную множественность в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны

антикварка подавлено. Вся множественность набирается в глюонной струе, испущенной кварком, и равна

$$\langle n \rangle^{e^+e^-}(Q^2, \bar{Q}_0^2) = C_F \int_{\bar{Q}_0^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} \frac{\alpha_s(k^2)}{2\pi} \int_{\bar{Q}_0^2}^{k^2} \frac{dk'^2}{k'^2} N_g(k'^2, \bar{Q}_0^2). \quad (71)$$

Величина N_g удовлетворяет в рассматриваемой калибровке (68) уравнению (25), которое приводит к асимптотике (26).

Выбор вектора n_μ в виде (70) меняет местами кварк и антикварк, что, естественно, не изменяет соотношения (71) и уравнения для N_g .

Рассмотрим общий случай

$$n_\mu = (n_0, 0, 0, n_\parallel), \quad n_\mu^2 \neq 0. \quad (72)$$

При этом

$$\hat{P}_g^{gg}(z; n) \simeq 2C_A/(z + \Delta), \quad (73)$$

где

$$\Delta = \frac{p^2}{k^2} \frac{n_0 + n_\parallel}{n_0 - n_\parallel}. \quad (74)$$

В данном случае массивный глюон с определенной вероятностью излучается как кварком, так и антикварком. Однако суммарный вклад диаграмм на рис. 31 по-прежнему дается выражением (71). Критическим, очевидно, является вопрос о том, как выглядит уравнение для N_g в калибровке (72).

Калибровочная зависимость величины N_g может проистекать из явной зависимости распадной функции $\hat{P}_g^{gg}(z; n)$ от вектора n_μ . Формулы (73), (74) означают, что имеется эффективное обрезание в

области малых z вида

$$z \gg \Delta. \quad (75)$$

Теперь вспомним, что для струи, испущенной в физическом процессе, имеется динамическое ограничение (21). Оно эквивалентно тому, что угол первого распада в глюонной струе θ' строго меньше угла вылета струи из кварка (антикварка) θ (см. рис. 21, 22). Из сказанного ясно, что и в калибровке (72) вид уравнения для N_g останется без изменений, поскольку условие (75) является более слабым, чем учтенное нами динамическое ограничение $z \gg p^2/k^2$.

Мы доказали, что полная множественность в процессе e^+e^- -аннигиляции не зависит от выбора калибровочного вектора [83]. При доказательстве нами самым существенным образом эксплуатировалась строгая упорядоченность углов распадов в струе (19) — следствие деструктивной интерференции при малых импульсах.

Подставив асимптотическое выражение для N_g (26) в (71), найдем

$$\langle n \rangle^{e^+e^-} = (2C_F/C_A) N_g. \quad (76)$$

В симметричной (темпоральной) калибровке $n_\mu = (1, 0, 0, 0)$ (39) кварк и антикварк излучают равновероятно и $N_q = N_{\bar{q}} = 1/2 \langle n \rangle^{e^+e^-}$. В этой калибровке равенство (76) совпадает с соотношением кварк-глюонной универсальности $N_g = (C_A/C_F) N_q$.

Интерпретация среднего числа частиц, летящих в определенном направлении. Процесс e^+e^- -аннигиляции в адроны в с. ц. м. сталкивающихся лептонов представляет собой, как правило, двухструйное событие. Означает ли это, что одна из адронных струй порождена партонной струей, испущенной кварком, в то время как летящая в противоположном направлении струя адронов порождена фрагментами антикварка? Как это ни странно, односложного ответа дать нельзя.

Дело в том, что нарисованная картина имеет место, но лишь в определенной калибровке (39). Данную калибровку для процесса e^+e^- -аннигиляции можно назвать «физической», поскольку она отвечает симметрии процесса и в ней мы имеем обычную кварк-партонную картину. А именно: кварк и антикварк излучают частицы вдоль направления своего движения с одинаковой вероятностью, равной $1/2$.

Напротив, в калибровке (68) мы имели бы $N_{\bar{q}} \simeq 0$, $\langle n \rangle^{e^+e^-} \simeq N_q$. В рассматриваемой калибровке излучение из антикварка подавлено, но зато кварк излучает вдоль и против своего импульса в среднем $1/2 \langle n \rangle^{e^+e^-}$ частиц [116]. Как видим, обычная интерпретация в калибровке (68) потеряна. Сами выражения для полной множественности, а также множественности частиц, летящих вдоль и против выделенного направления, являются калибровочно-инвариантными.

Обратимся теперь к глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах и рассмотрим принципиальные проблемы, связанные с интерпретацией формул (46). Результаты (46) вполне отвечают пред-

ставлениям партонной модели. К сожалению, такое соответствие зависит от нашего желания. Действительно, рассмотрим случай, когда калибровочный вектор совпадает с импульсом выбитого кварка

$$n = p_{sq}. \quad (77)$$

Тогда, как показано в [98—100], полная множественность набирается целиком за счет распада глюонных струй, испускаемых кварком-мишенью:

$$\begin{aligned} \langle n \rangle^{\text{DIS}} &\simeq \langle n_{iq} \rangle, \\ \langle n_{sq} \rangle / \langle n_{iq} \rangle &\simeq 0. \end{aligned}$$

Это, однако, не означает, что большая часть частиц рождается в области фрагментации мишени и $\langle n \rangle^{\text{DIS}} = \langle n_F \rangle$. На самом деле в данной калибровке (77) глюонные струи излучаются кварком равновероятно как вперед, так и назад [99, 100], что опять приводит к формулам (46).

Тем не менее картина образования конечных состояний сильно изменилась. Теперь мы уже не можем интерпретировать, скажем, $\langle n_F \rangle$ как результат фрагментации выбитого кварка.

Все это убеждает нас в том, что на современном уровне пертурбативная КХД не позволяет однозначно трактовать экспериментальные данные в терминах микропроцессов, лежащих в основе наблюдаемых явлений. Интерпретация результатов опыта является в КХД в этом смысле совершенно условной.

9. УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК КОНЕЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

В разд. 1 мы обсудили экспериментальные указания на универсальность характеристик вторичных адронов в различных процессах. Посмотрим, насколько такое поведение укладывается в рамки современных теоретических представлений.

Универсальность характеристик процессов множественного рождения обсуждается с разных точек зрения уже довольно давно. Так, в [117] рассматривался процесс инклюзивного рождения адронов

$$a + b \rightarrow c + X$$

в области, где детектируемый адрон c несет в с. ц. м. почти весь импульс одного из начальных адронов. Такая кинематика до известной степени аналогична кинематике глубокоэластичных процессов. В [117] на основе общих аргументов было показано, что адронные инклюзивные сечения описываются структурными функциями, аналогичными тем, которые встречаются в ГНП.

Теоретические соображения в пользу универсального роста среднего числа адронов в адронных и лептонных столкновениях высказывались в [118]. Для высокоэнергетических жестких процессов с участием лептонов этот факт можно считать нами установленным (см. разд. 6).

Универсальность инклюзивных спектров мягких адронов и средних множественностей в жестких соударениях обусловливается единым механизмом адронизации. А именно: адроны, рождающиеся в этих процессах, есть продукты распада массивных глюонных струй. В результате свойства конечных состояний оказываются связанными с фрагментационными свойствами глюонной струи. Так, спектр адронов при малых импульсах дается выражением [113]

$$dn/dx_E \sim \bar{D}_g^h(W_{\text{had}}^2, x_E),$$

где $x_E = 2E_h/W_{\text{had}}$. Конкретная связь энергии W_{had} , идущей на рождение основной массы частиц, с полной энергией W зависит, конечно, от рассматриваемого процесса.

В [119] даны аргументы в пользу того, что и адронные столкновения с фиксированными передачами импульса ($\sim \Delta_\mu$) могут генерировать партонные струи с большими виртуальностями ($\sim \Delta_\parallel W$). Общепринятое мнение, однако, состоит в том, что в мягких адрон-адронных соударениях средние массы глюонных струй относительно невелики и велика роль непертурбативных эффектов. Тем не менее есть основания считать, что и в таких процессах важную роль при высоких энергиях играют глюоны [120].

Глюонная материя обладает самодействием и способна сформировать чисто глюонный мир, заполненный глюобллами различных типов. Можно думать, что при взаимодействии частиц высоких энергий их глюонные компоненты универсально отключаются от кварков (напомним, что в жестких процессах роль кварков сводится к «запуску» глюонных струй). В результате характеристики конечных адронных состояний окажутся универсальными для различных процессов.

Исходя из сказанного, следует ожидать, что с ростом энергии будет происходить выравнивание выхода обычных адронов и одновременно — обогащение глюонной компоненты конечных состояний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bartel W., Becker L., Bowdery C. e.a. // Z. Phys. 1983. Vol. C20. P. 187—206.
2. Althoff M., Braunschweig W., Kirschfink F. J. e.a. // Z. Phys. 1984. Vol. C22. P. 307—340.
3. Wu S. L. // Phys. Repts. 1984. Vol. 107. P. 59—324.
4. Bender D., Derrick M., Fernandez E. e.a. // Phys. Rev. 1985. Vol. D31. P. 1—16.
5. Derrick M., Gan K. K., Kooijman P. e.a. // Phys. Rev. 1986. Vol. D34. P. 3304—3320.
6. Brandelik R., Braunschweig W., Gather K. e.a. // Phys. Lett. 1980. Vol. 89B. P. 418—422.
7. Arneodo M., Arvidson A., Aubert J. J. e.a. // Nucl. Phys. 1985. Vol. B258. P. 249—266.
8. Bell J., Coffin C. T., Diamond R. N. e.a. // Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 1—13.
9. Schmitz N. Proceedings of the 1981 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Bonn, FRG, 1981.
10. Zieminska D., Kunori S., Chung C. Y. e.a. // Phys. Rev. 1983. Vol. D27. P. 47—57.

11. Grässler H., Lanske D., Schulte R. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B223. P. 269—298.
12. Allasia D., Angelini C., Baldini A. e.a.//Z. Phys. 1984. Vol. C24. P. 119—131.
13. Derrick M., Gregory P., LoPinto F. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 624—633.
14. Barlag S., Van Dam P., De Wolf E. e.a.//Z. Phys. 1982. Vol. C11. P. 283—292.
15. Gibbard B., Berkelman K., Garbincius P. H. e.a.//Phys. Rev. 1975. Vol. D11. P. 2367—2388.
16. Schmitz N. Proceedings of the VII Warsaw Symposium on Elementary Particle Physics, Kazimierz, Poland, 1984.
17. Arneodo M., Arvidson A., Aubert J. J. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 165B. P. 222—228.
18. Antreasyan D., Atwood W., Becker V. e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. B199. P. 365—381.
19. Derrick M., Gregory P., LoPinto F. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. D24. P. 1071—1098.
20. Berge J. P., Bogert D., Endorf R. e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. B203. P. 1—15.
21. Allen P., Grässler H., Lanske D. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B214. P. 369—397.
22. Jancso G. Proceedings of the International Conference on High Energy Physics, Brighton, UK, 1983; Janata F. Proceeding of the XIV International Symposium on Multiparticle Dynamics, Granlibakken Lake Tahoe, USA, 1983.
23. Dydak F. Proceeding of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Cornell, USA, 1983.
24. Arneodo M., Arvidson A., Aubert J. J. e.a.//Z. Phys. 1986. Vol. C31. P. 1—12.
25. Arneodo M., Arvidson A., Aubert J. J. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 150B. P. 458—463.
26. Arneodo M., Arvidson A., Aubert J. J. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 149B. P. 415—420.
27. Jones G. T., Kennedy B. W., Middleton R. P. e.a.//Z. Phys. 1984. Vol. C25. P. 121—128.
28. Wittek W. Proceeding of the XI International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Nordkirchen, FRG, 1984.
29. Гришин В. Г.//УФН. 1986. Т. 148. С. 221—287.
30. Basile M., Bonvicini G., Cara Romeo G. e.a.//Nuovo cimento. 1981. Vol. 65A. P. 400—410.
31. Basile M., Bonvicini G., Cara Romeo G. e.a.//Nuovo cimento Lett. 1983. Vol. 36. P. 303—312.
32. Bonvicini G., Cara Romeo G., Cifarelli L. e.a. Preprint CERN-EP/83-42, 1983.
33. Basile M., Benvicini G., Cara Romeo G. e.a.//Nuovo cimento. 1984. Vol. 79A. P. 1—13.
34. Гришин В. Г., Диденко Л. А., Канарек Т., Метревели З. В.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 967—973.
35. Гришин В. Г., Диденко Л. А., Метревели З. В.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 936—943.
36. Field R. D., Feynman R. P.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B138. P. 1—32.
37. Ali A., Pietarinen E., Kramer G., Willrodt J.//Phys. Lett. 1980. Vol. 93B. P. 155—160.
38. Hoyer P., Osland P., Sander H. G. e.a.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B161. P. 349—356.
39. Altarelli G., Parisi G.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B126. P. 298—327.
40. Aihara H., Alston-Garnjost M., Bakken J. J. e. a.//Z. Phys. 1985. Vol. C28. P. 31—44.

41. Aihara H., Alston-Garnjost M., Avery R. E. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 945—948; Sheldon P. D., Trilling G. H., Petersen A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 1398—1400.
42. Andersson B., Gustafson G., Sjöstrand T.//Phys. Lett. 1980. Vol. 94. P. 211—213.
43. Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjöstrand T.//Phys. Repts. 1983. Vol. 97. P. 31—145.
44. Andersson B., Gustafson G., Peterson C.//Z. Phys. 1979. Vol. C1. P. 105—120.
45. Andersson B., Gustafson G., Sjöstrand T.//Z. Phys. 1980. Vol. C6. P. 235—247.
46. Andersson B., Gustafson G.//Z. Phys. 1980. Vol. C3. P. 223—234.
47. Andersson B., Gustafson G., Söcherberg B.//Z. Phys. 1983. Vol. C20. P. 317—329.
48. Sjöstrand T.//Nucl. Phys. 1984. Vol. B248. P. 469—495.
49. Andersson B., Gustafson G., Söcherberg B.//Nucl. Phys. 1986. Vol. B264. P. 29—58.
50. Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjöstrand T.//Z. Phys. 1981. Vol. C9. P. 233—246.
51. Perturbative Quantum Chromodynamics. Physics Reports Reprint Book Series, Netherlands, 1982. Vol. 5.
52. Amati D., Veneziano G.//Phys. Lett. 1979. Vol. 83B. P. 87—92.
53. Bassetto A., Ciafaloni M., Marchesini G.//Nucl. Phys. 1980. Vol. B163. P. 477—518.
54. Amati D., Bassetto A., Ciafaloni M. e.a.//Nucl. Phys. 1980. Vol. B173. P. 429—454.
55. Kiselev A. V. Preprint IHEP 83-56, 1983; Jones L. M., Migneron R.//Phys. Rev. 1983. Vol. D27. P. 2715—2723; Crespi B., Jones L. M.//Phys. Rev. 1983. Vol. D28. P. 2840—2847.
56. Marchesini G., Webber B. R.//Nucl. Phys. 1984. Vol. B238. P. 1—25; Webber B. R.//Nucl. Phys. 1984. Vol. B238. P. 492—547; Acta Phys. Pol. 1984. Vol. B15. P. 617—647.
57. Bertolini S., Marchesini G.//Phys. Lett. 1982. Vol. 117B. P. 449—452.
58. Marchesini G., Trentadue L., Veneziano G.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B181. P. 335—349.
59. Field R. D., Wolfram S.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B213. P. 65—98.
60. Gottschalk T. D.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B214. P. 201—222.
61. Gottschalk J. D. Lectures at the 19th International School of Elementary Particle Physics, Kapari-Dubrownik, Yugoslavia, 1983; Preprint CERN-TH.3810, 1984.
62. Gottschalk T. D.//Nucl. Phys. 1984. Vol. B239. P. 325—348.
63. Gottschalk T. D.//Nucl. Phys. 1984. Vol. B239. P. 349—381.
64. Ingelman G. Preprint CERN-TH.3969, 1984.
65. Yamamoto H. Proceedings of the 1985 International Symposium on Lepton and Photon at High Energies, Kyoto, Japan, 1985; Saxon D. H. Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Bari, Italy, 1985.
66. Klima B. Proceedings of the IX Warsaw Symposium on Elementary Particle Physics, Kazimierz, Poland, 1986.
67. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Троян С. И., Хозе В. А.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1284—1296; Z. Phys. 1985. Vol. C27. P. 65; Ibid. 1986. Vol. C31. P. 213.
68. Докшицер Ю. Л., Троян С. И. Материалы XIX Зимней школы ЛИЯФ. Л.: изд. ЛИЯФ, 1984. Т. 1. С. 144.
69. Gupta S., Quinn H.//Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 838—842.
70. Cragie N. S., Jones H. F. Preprint IC/79/32, 1979.
71. Dokshitzer Yu. L., Dyakonov D. I., Troyan S. I.//Phys. Rep. 1980. Vol. 58C. P. 269—395.
72. Грибов В. Н., Липатов Л. Н.//ЯФ. 1972. Т. 15. С. 781—807, 1218—1237.

73. Frazer W. R., Gunion J. F. // Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 2447—2478.
74. Konishi K., Ukawa A., Veneziano G. // Nucl. Phys. 1979. Vol. B157. P. 45—107.
75. Юнг А. В. // ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1660—1672.
76. Mueller A. H. // Phys. Repts. 1981. Vol. 73. P. 237—368.
77. Konishi K. Preprint RL-79-035, 1979.
78. Furmanski W., Petronzio R., Pokorski S. // Nucl. Phys. 1979. Vol. B135. P. 253—263.
79. Mueller A. H. // Phys. Lett. 1981. Vol. 104B. P. 161—164; Ермолаев Б. И., Фадин В. С. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 285—288.
80. Bassetto A., Ciafaloni M., Marchesini G., Mueller A. H. // Nucl. Phys. 1982. Vol. B207. P. 189—218.
81. Mueller A. H. // Nucl. Phys. 1983. Vol. 213. P. 85—108.
82. Mueller A. H. // Nucl. Phys. 1983. Vol. 228. P. 351—364.
83. Kiselev A. V. Preprint ИИЕР 82-164, 1982.
84. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хоже В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 390—392.
85. Киселев А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 174—177.
86. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
87. Dokshitzer Yu. L., Fadin V. S., Khoze V. A. // Phys. Lett. 1982. Vol. 115B. P. 242—246; Z. Phys. 1982. Vol. C15. P. 235—242; Z. Phys. 1983. Vol. C18. P. 37—52; Рыскин М. Г. // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 965—971.
88. Bassetto A., Ciafaloni M., Marchesini G. // Phys. Repts. 1983. Vol. 100. P. 201—272.
89. Odorico R. // Z. Phys. 1986. Vol. C30. P. 257—285.
90. Azimov Ya. I., Dokshitzer Yu. L., Khoze V. A., Troyan S. I. // Phys. Lett. 1985. Vol. 165B. P. 147—150; ЯФ. 1986. Т. 43. С. 149—162.
91. Allen P., Grässler H., Lanske D. e. a. // Phys. Lett. 1982. Vol. 112B. P. 88—92.
92. Albanese J. P., Arneodo M., Arvidson A. // Phys. Lett. 1984. Vol. 144B. P. 302—308.
93. Bardadin-Otwinowska M. // Z. Phys. 1982. Vol. C13. P. 83—87.
94. Пуанкаре А. Наука и гипотеза. // О науке: Пер. с франц. М.: Наука, 1983.
95. Radyushkin A. V. // Phys. Lett. 1977. Vol. 69B. P. 245—248; ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 58—122; Politzer H. D. // Nucl. Phys. 1977. Vol. B129. P. 301—330; Amati D., Petronzio R., Veneziano G. // Nucl. Phys. 1978. Vol. B140. P. 54—79; Sterman G., Libby S. // Phys. Rev. 1978. Vol. D18. P. 3252—3268.
96. Gupta S., Mueller A. H. // Phys. Rev. 1979. Vol. D20. P. 118—146; Ellis R. R., Georgi H., Machacek M. e. a. // Nucl. Phys. 1979. Vol. B152. P. 285—705.
97. Kogut J., Susskind L. // Phys. Rev. 1974. Vol. D9. P. 697—705, 3391—3398.
98. Джапаридзе Г. Ш., Киселев А. В., Петров В. А. // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1586—1591.
99. Киселев А. В., Петров В. А. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1304—1312.
100. Kiselev A. V., Petrov V. A. // Phys. Lett. 1983. Vol. 131B. P. 468—470.
101. Mitra N. // Phys. Lett. 1982. Vol. 121B. P. 56—60; Nucl. Phys. 1983. Vol. B128. P. 145—158.
102. Bassetto A. // Nucl. Phys. 1982. Vol. B202. P. 493—514.
103. Ежела В. В., Логунов А. А., Мествиришвили М. А. Препринт ИФВЭ 72-1, М., 1972; Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Петров В. А. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 487—496.
104. Киселев А. В., Петров В. А. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1044—1045.
105. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. // Nuovo cimento Lett. 1973. Vol. 7. P. 119—121; Brodsky S., Farrar G. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 1133—1135.
106. Киселев А. В., Петров В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 5—7; Труды IX Семинара по физике высоких энергий и теории поля, Протвино,

- 1986; Petrov V. A., Kiselev A. V., Yushchenko O. P. //Phys. Lett. 1987. Vol. 193. B. P. 357—360.
107. Ilgenfritz E. M., Kripfganz J., Schiller A. //Acta Phys. Pol. 1978. Vol. 89. P. 881—893.
108. Sukhatme U. P., Lassila K. E., Orava R. //Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 2975—2987; Bartl A., Fraas H., Majerotto W. //Phys. Rev. 1982. Vol. D26. P. 1061—1075.
109. Kinoshita K., Noda H., Tashiro T. //Prog. Theoret. Phys. 1982. Vol. 68. P. 1699—1715, 2086—2103.
110. Fredriksson S., Larsson T. //Phys. Rev. 1983. Vol. D28. P. 255—256; Fredriksson S. Proceedings of the VI International Symposium on Elementary Particle Physics, Kazimierz, Poland, 1983.
111. Noda H., Tashiro T. //Progr. Theoret. Phys. 1985. Vol. 73. P. 158—166.
112. Петров В. А. //ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1088—1089.
113. Киселев А. В., Петров В. А. //ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1251—1254.
114. Грибов Л. В., Рыскин М. Г. Препринт ЛИЯФ 865, Л., 1983.
115. Dokshitzer Yu. L., Khoze V. A., Troyan S. I. Preprint LNPI 1218, 1986.
116. Odorico R. //Nucl. Phys. 1980. Vol. B172. P. 157—178.
117. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Петров В. А. Препринт ИФВЭ 74-66, 1974; ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 493—557.
118. Brodsky S. J., Gunion J. F. //Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 402—404.
119. Pokorski S., Wolfram S. //Z. Phys. 1982. Vol. C15. P. 111—114; Kalinowski J., Pokorski S. //Acta Phys. Pol. 1984. Vol. B15. P. 555—559.
120. Van Hove L., Pokorski S. //Nucl. Phys. 1975. Vol. B86. P. 243—268; Герштейн С. С., Логунов А. А. //ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1514—1516; Carruthers P. Preprint LA-UR 84-1084, 1984; Киселев А. В., Петров В. А. //ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1047—1052.