

ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ И МОДЕЛИ ЖЕСТКИХ СОУДАРЕНИЙ

Г. Ранфт, Й. Ранфт

Физический факультет университета им. Карла Маркса,
Лейпциг, ГДР

В обзоре рассмотрены результаты исследований процессов рождения частиц с большими поперечными импульсами в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях.

Приведены основные экспериментальные данные по полным сечениям, множественностям, одночастичным и двухчастичным спектрам вторичных частиц. Эти данные анализируются в рамках моделей жестких соударений.

We consider in this review results on production of particle with large transverse momenta in hadron-hadron collisions at high energies.

The basic experimental data on total cross sections, multiplicities, one-particle and two-particle spectra of secondary particles are given. This data are analyzed in frame of hard collision models.

1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ФАКТЫ

Одночастичные распределения. Первые сведения о несколько неожиданном поведении вероятности рождения частиц при больших поперечных импульсах ($p_{\perp} > 2 \text{ Гэв}/c$) были доложены в 1972 г. группой CCR [1,2]. На встречных кольцах ЦЕРНа было обнаружено, что сечение реакции $pp \rightarrow \pi^0 + X$ при $p_{\perp} \approx 6 \text{ Гэв}/c$; $\sqrt{s} = 52,7 \text{ Гэв}$ и $\theta_{\text{ст}} = 90^\circ$ на семь порядков превосходит величину, получающуюся экстраполяцией принятого в то время экспоненциального закона $E d^3\sigma/d^3p \sim \exp(-6p_{\perp})$ (рис. 1).

С тех пор результаты этих измерений были подтверждены не раз и в случае других вторичных частиц, таких, как π^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p} , η , причем не только в области энергий пересекающихся накопительных колец ЦЕРНа [1—18], но и в интервале энергий ФНАЛла [19—24]. Полученные данные можно параметризовать степенной функцией от p_{\perp} и масштабно-инвариантной функцией от $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$:

$$E d^3\sigma/d^3p \sim f(x_{\perp})/p_{\perp}^n, \quad (1)$$

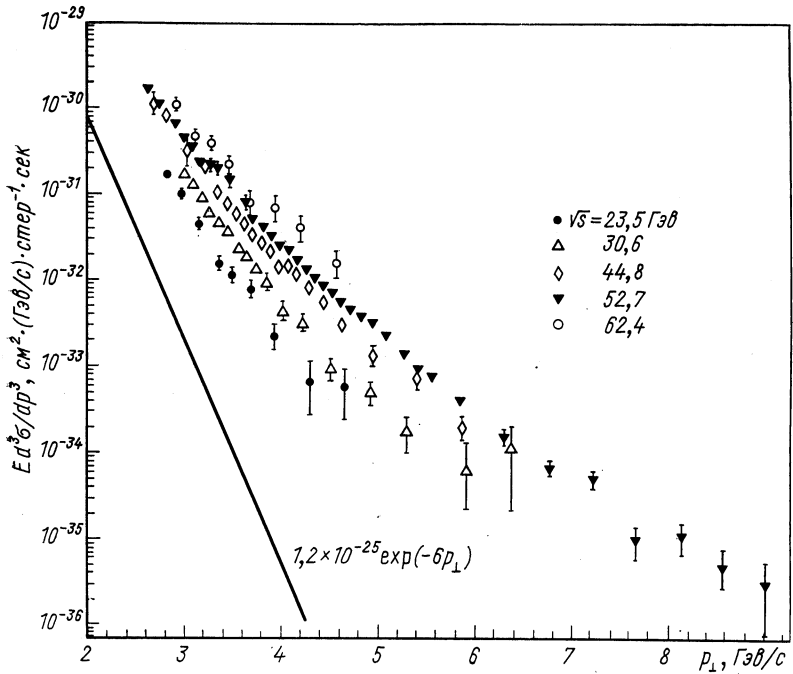


Рис. 1. Зависимость инвариантного сечения от поперечного импульса в области энергий накопительных колец ЦЕРНа [2]

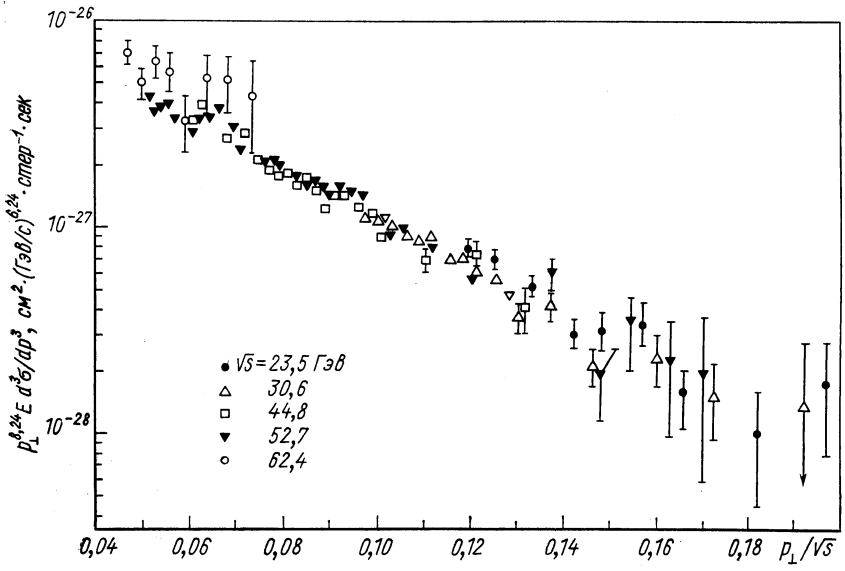


Рис. 2. Факторизация инклюзивного сечения рождения π^0 -мезонов при $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ и энергиях $23,4 \leq \sqrt{s} \leq 63 \text{ ГэВ}$ [2]

здесь

$$n \approx 8; \quad (2)$$

в интервале энергий пересекающихся накопительных колец ЦЕРНа [2]

$$f(x_{\perp}) \sim \exp(-Dx_{\perp}), \quad D \approx 13, \quad (3)$$

а при энергиях ФНАЛа [19, 20]

$$f(x_{\perp}) \sim (1-x_{\perp})^b, \quad b \approx 9. \quad (4)$$

Данные, изображенные на рис. 2, наводят на мысль, что, вероятно, при больших p_{\perp} функция $p_{\perp}^8 E d^3\sigma/d^3p$ стремится к масштабной

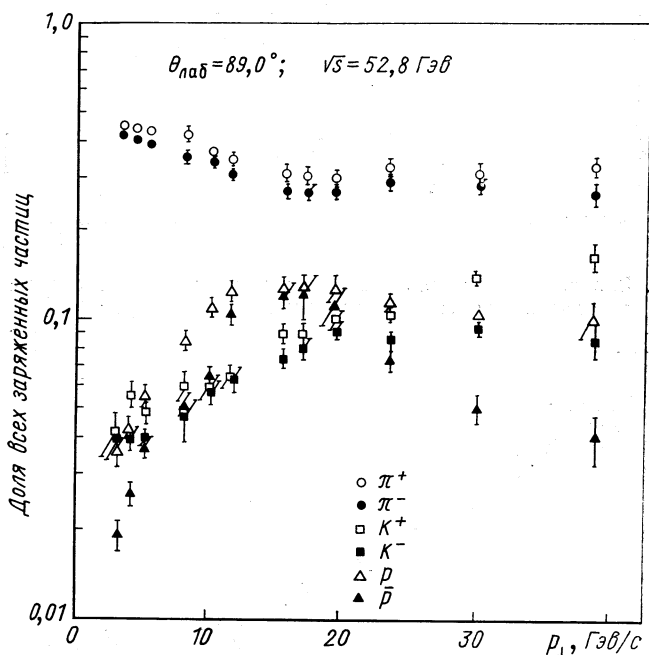


Рис. 3. Зависимость относительных значений сечения [рождения различных заряженных частиц от p_{\perp} [14]

инвариантному пределу. Аналогичное поведение было обнаружено и в случае η -резонанса, спектр $E d^3\sigma/d^3p$ которого как функция p_{\perp} с точностью до нормировочного множителя 0,58, уменьшающего абсолютное количество η -мезонов при $p_{\perp} \gtrsim 3$ Гэв/с, повторяет спектр π^0 -мезонов [12].

При больших поперечных импульсах доля тяжелых частиц увеличивается по сравнению со значением ее при малых p_{\perp} , что отра-

жено на рис. 3. На рис. 4 приведены данные по относительному выходу частиц в зависимости от p_{\perp} , полученные в совместном эксперименте группы Чикаго — Принстон [20].

Струйная структура событий при больших p_{\perp} . Исследования двух- и многочастичных распределений обнаружили сильную корреляцию между частицей с большим значением p_{\perp} (выделенная

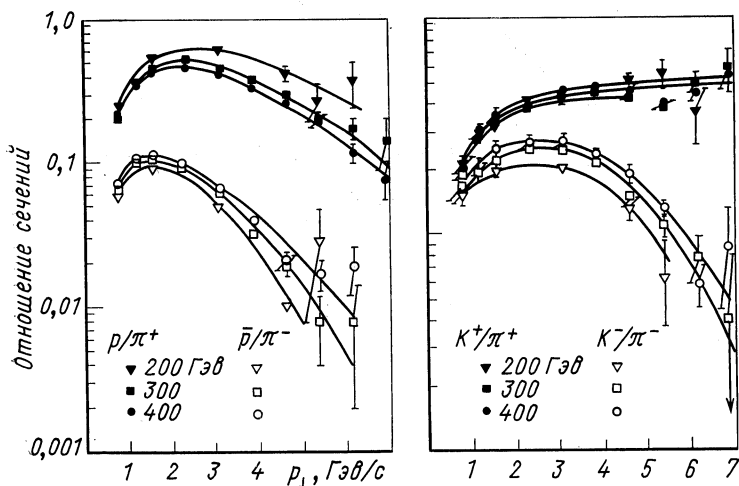


Рис. 4. Зависимость отношения сечений рождения различных сортов адронов от p_{\perp}

частица) и другими частицами, регистрируемыми как в той же самой, так и в противоположной по азимутальному углу полусфере. Большинство экспериментальных фактов указывает на то, что рождение частиц при больших p_{\perp} происходит за счет некоторого механизма струй (возможно, двух).

Компланарность. Найдено, что частицы, рожденные в полусфере, противоположной по азимутальному углу полусфере с выделенной частицей (частица 1, рис. 5), обладают довольно малым поперечным импульсом по отношению к плоскости рассеяния (определяемой импульсом начальной частицы и импульсом выделенной частицы). Пусть p_{out} — компонента импульса вторичных частиц, перпендикулярная плоскости рассеяния; распределение по p_{out} спадает экспоненциально, примерно как (рис. 6)

$$dN/d|p_{out}| \sim \exp(-2|p_{out}|). \quad (5)$$

Среднее значение p_{out} равно $\langle p_{out} \rangle \approx 0,5 \text{ Гэв/с}$ [10].

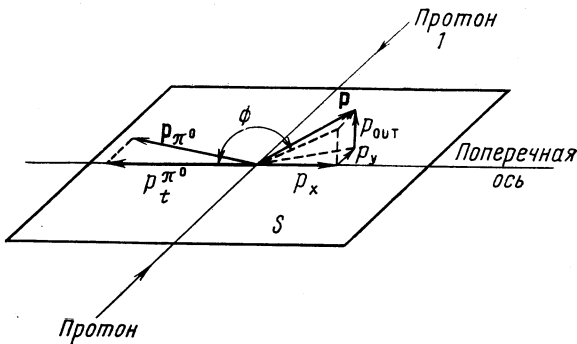


Рис. 5. Определение p_{out} и p_x для вторичной частицы в полусфере, противоположной полусфере с выделенной частицей [10]:

S — плоскость рассеяния π^0 -мезона

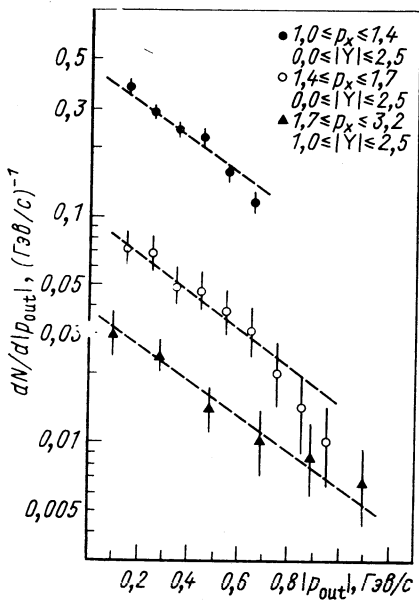


Рис. 6. Распределение вторичных частиц в задней полусфере по p_{out} для различных интервалов $|p_x|$ [27]

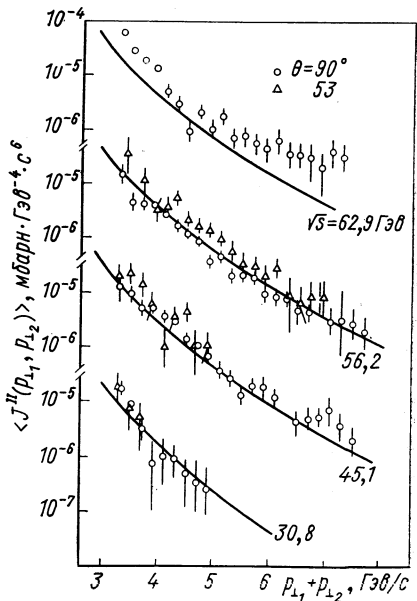


Рис. 7. Инвариантное двухчастичное распределение для реакции $pp \rightarrow \pi^0 \pi^0 X$ при различных энергиях как функция $(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})$:

кривые соответствуют зависимости $(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})^{-n} \exp[-B(x_{\perp 1} + x_{\perp 2})]$ при $n = 7,1 \pm 0,5$, которая вытекает из p_{\perp} -поведения одночастичных спектров [9]

Струя в передней полусфере. При изучении поведения двух частиц с большими значениями p_{\perp} в одной и той же полусфере было обнаружено следующее.

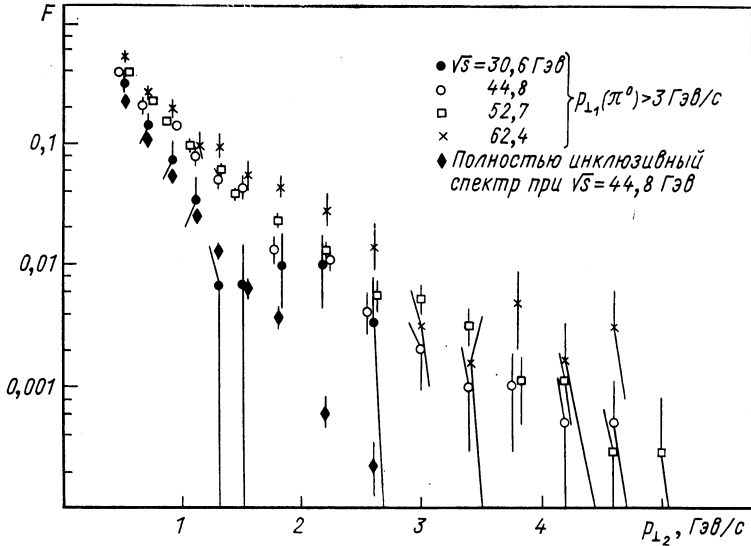


Рис. 8. Зависимость функции двухчастичной корреляции по поперечным импульсам $F(p_{\perp 1}^0, p_{\perp 2})$, определенной формулой (7), от p_{\perp} заряженной частицы, сопутствующей выделенному π^0 (передняя полусфера)

1. Инвариантное двухчастичное распределение как функция от $(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})$ в реакциях $pp \rightarrow \pi_1^0 \pi_2^0 X$ ведет себя подобно одночастичному распределению при большом p_{\perp} [10] (рис. 7);

$$E_1 E_2 \frac{d^6 \sigma}{d^3 p_1 d^3 p_2} \sim (p_{\perp 1} + p_{\perp 2})^{-n} f(x_{\perp 1} + x_{\perp 2}). \quad (6)$$

Здесь n и $f(x_{\perp 1} + x_{\perp 2})$ аналогичны тем же самым величинам для одночастичных распределений. Это наводит на мысль, что рождение двух частиц с большим значением $p_{\perp} = p_{\perp 1} + p_{\perp 2}$ настолько же маловероятно, как и рождение одной частицы с тем же самым значением импульса.

2. Корреляции поперечных импульсов указывают на значительную положительную корреляцию между импульсом пионов с большими p_{\perp} и импульсом заряженных частиц, рождающихся в передней полусфере.

Для совместного эксперимента группы CCRS [12] эта связь выражалась с помощью функции

$$F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2}) = \frac{\int_{-\Delta\varphi_1}^{\Delta\varphi_1} d\varphi_1 \int_{-\Delta\varphi_2}^{\Delta\varphi_2} d\varphi_2 \int_{-\Delta y_1}^{\Delta y_1} dy_1 \int_{-\Delta y_2}^{\Delta y_2} dy_2 \int_{p_{\perp 1}^0}^{V\sqrt{s}/2} dp_{\perp 1} \frac{d^6\sigma}{dy_1 dp_{\perp 1} d\varphi_1 dy_2 dp_{\perp 2} d\varphi_2}}{\int_{-\Delta\varphi_1}^{\Delta\varphi_1} d\varphi_1 \int_{-\Delta y_1}^{\Delta y_1} dy_1 \int_{p_{\perp 1}^0}^{\Delta V\sqrt{s}/2} dp_{\perp 1} \frac{d^3\sigma}{dy_1 dp_{\perp 1} d\varphi_1}} \quad (7)$$

(пределы интегрирования задаются геометрическим аксептансом детектора), которая представляет собой число заряженных частиц

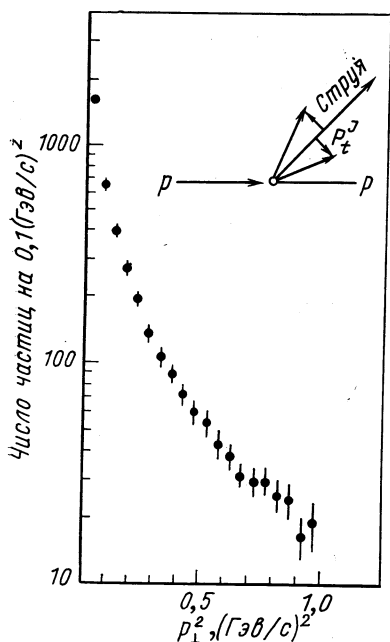


Рис. 9. Зависимость распределения числа частиц струи передней полусферы, содержащей выделенную частицу, от квадрата поперечного импульса [7]

в единичных интервалах импульса и угла φ , наблюдаемых вместе с выделенной частицей с большим p_{\perp} (частица 1, рис. 5), в зависимости от поперечного импульса этой частицы $p_{\perp 1}^0$ и поперечного импульса $p_{\perp 2}$ частицы 2. Подобная двухчастичная корреляционная функция оказывается значительно больше, чем инклюзивное распределение (рис. 8), т. е. с ростом $p_{\perp 2}$ она убывает медленнее, чем полностью инклюзивное распределение. С увеличением $V\sqrt{s}$ функция F возрастает.

Распределение по поперечным импульсам в направлении струи ограничено и напоминает аналогичные распределения из физики малых p_{\perp} (рис. 9), где $\langle q_{\perp} \rangle \approx 0,3 \text{ Гэв/с}$ (q_{\perp} — поперечный импульс по отношению к направлению струи) [7,10].

На языке распределения по быстроте частиц передней полусферы в с. ц. м. указанная ограниченность q_{\perp} равносильна сужению y -распределения при возрастании $|p_x| = p_{\perp}$ [10] (p_x — компонента поперечного импульса в плоскости рассеяния) (рис. 10). Оно может быть выражено через длину корреляции $L \sim 1/p_{\perp}$.

Ограниченность q_{\perp} приводит к тому, что распределение по быстрой частиц передней полусферы повторяет распределение по быстрой выделенной частицы. Это видно из рис. 11, а, б, на

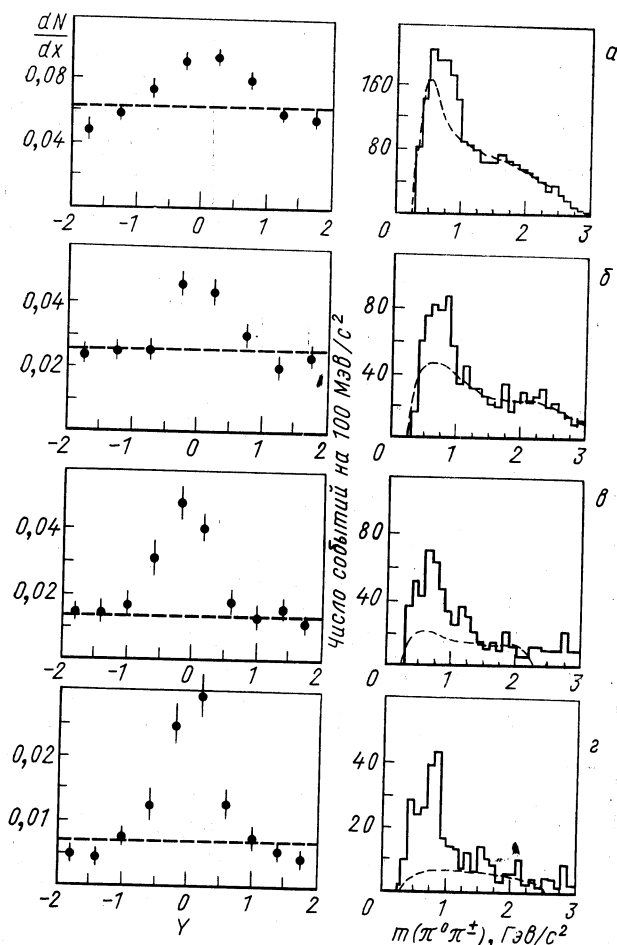


Рис. 10. Распределения частиц передней полусферы по быстрой и инвариантной массе для $|\varphi| \leq 27^\circ$:
 а — $0,4 < p_x < 0,6$ Гэв/с; б — $0,6 < p_x < 0,8$; в — $0,8 < p_x < 1,1$; г — $1,1 < p_x < 1,7$

которых показаны распределения по быстрой частиц передней полусферы [7].

Струя в задней полусфере. По всей видимости, и в задней полусфере вторичные частицы образуют струю.

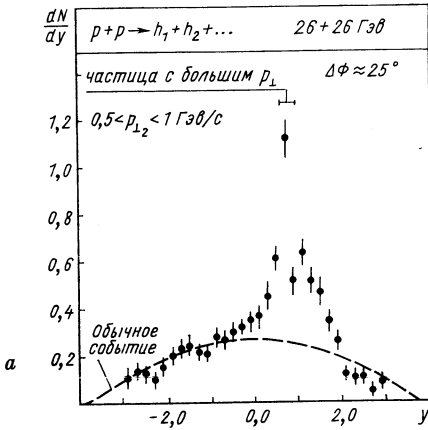
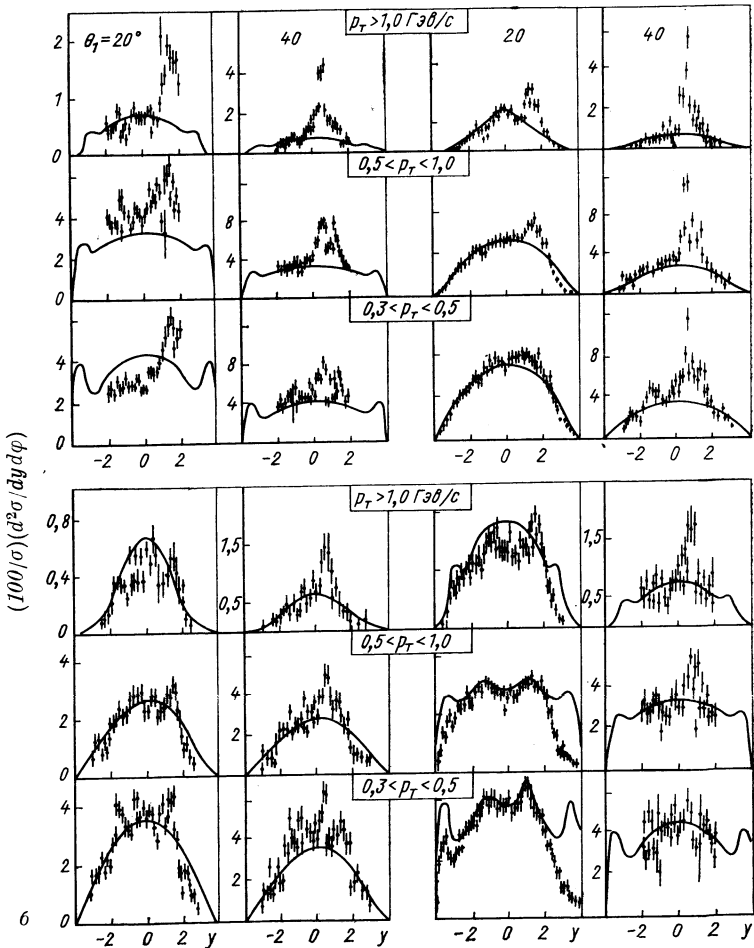


Рис. 11. Распределение по y отрицательных вторичных частиц в событиях с большими p_{\perp} регистрируемой частицы при $\theta_1 = 45^\circ$ (т. е. $y_1 \approx 1$) и $p_{\perp 1} > 2 \text{ ГэВ}/c$ (а)

и распределения по быструтам в передней полушере (б):

слева для отрицательной выделенной частицы (положительной и отрицательной вторичных частиц), справа для положительной выделенной частицы (отрицательной и положительной вторичных частиц). Для вторичных частиц $|\phi| \leq 25^\circ$ по отношению к направлению выделенной



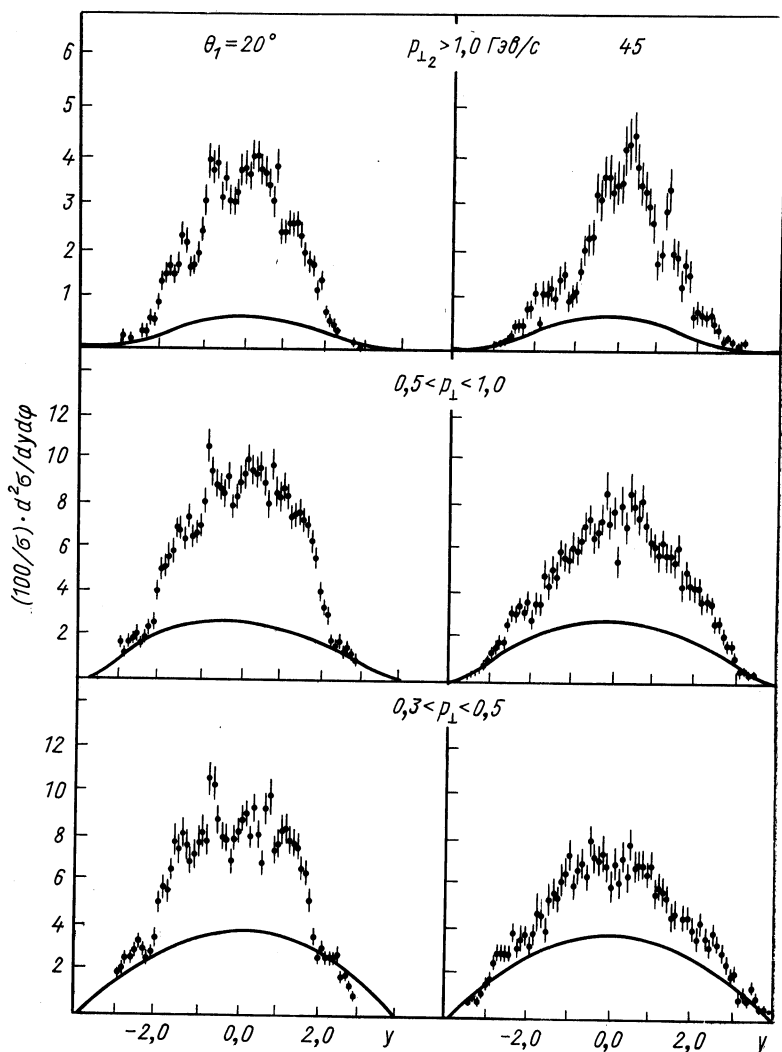


Рис. 12. Распределение по быстрой отрицательных вторичных частиц задней полусферы для больших значений p_{\perp} выделяемой частицы:
сплошная линия соответствует распределению от обычных событий

В большинстве экспериментов эта струя ведет себя совершенно независимо от струи в передней полусфере. Она не коллинеарна (не антипараллельна) струе в направлении выделенной частицы. Это хорошо продемонстрировано на рис. 12: независимо от быстроты выделенной частицы максимум u -распределения находится при $y = 0$. Данные эксперимента [11], в котором производился анализ импульсов вторичных частиц, указывают на некоторую back-to-back-корреляцию максимума быстроты выделенной частицы.

И в случае задней полусферы имеет место большая положительная корреляция импульсов; это видно из рис. 13, на котором

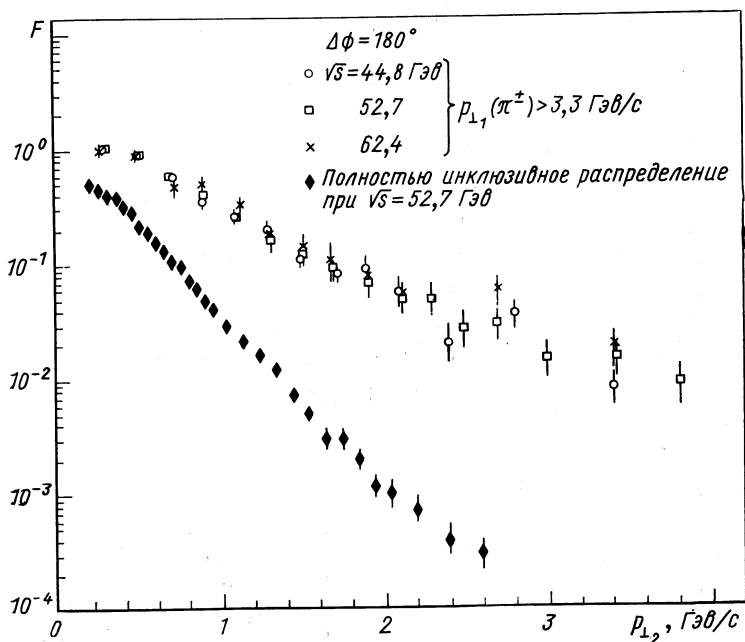


Рис. 13. Зависимость двухчастичной функции импульсной корреляции $F(p_{\perp 1}^0, p_{\perp 2})$ от $p_{\perp 2}$ заряженной частицы в задней полусфере

приведена функция $F(p_{\perp 1}^0, p_{\perp 2})$, определяемая формулой (7), для задней полусферы.

На рис. 14 распределение по поперечной компоненте импульса p_x , которая уравнивает поперечный импульс выделенной частицы $p_{\perp 1}$, отложено как dN/dx_e [27] в зависимости от $x_e = |p_x|/p_{\perp 1}$. Дарриулат и др. [27] провели сравнение этого распреде-

ления с аналогичными распределениями фрагментации струй в реакциях $e^+e^- \rightarrow$ адроны и глубоконеупругого рассеяния и нашли много похожего в поведении этих величин, что, видимо, свидетельствует в пользу единого механизма, лежащего в основе этих явлений.

В работе [18] сообщается о сильном уменьшении dN/dx_e с ростом поперечного импульса $p_{\perp 1}$ регистрируемой частицы особенно при малых значениях x_e ($x_e \leq 0,6$) (рис. 15).

Струйный триггер. Первые экспериментальные сведения о поведении сечения струи при импульсе 200 Гэв/с были получены во ФНАЛе в недавнем эксперименте со струйным триггером [30].

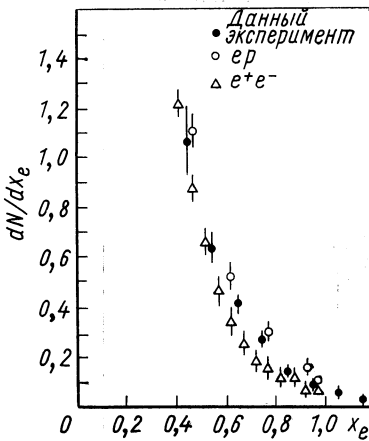


Рис. 14. Сравнение распределения dN/dx_e для вторичных частиц задней полусферы с x -распределениями, наблюдавшимися в реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны (при $\sqrt{s} = 4,8$ Гэв [28]) и в глубоконеупругом рассеянии $ep \rightarrow e +$ адроны [29] (при \sqrt{s} в интервале от 3,5 до 5,5 Гэв и $1 < q^2 < 2$ (Гэв/с)² [10])

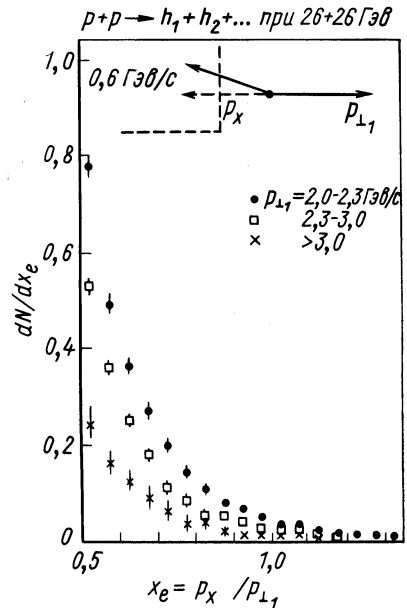


Рис. 15. Распределение dN/dx_e ($x_e = |p_x|/p_{\perp 1}$, частица 1 — выделяемая) [18]

В этом эксперименте использовались два калориметра (состоящие из четырех модулей), установленные перед триггером и позади него, чувствительные к электрон-фотонным (π^0) и адронным (π^\pm) ливням. Струя с большим p_{\perp} определялась условием, что полный поперечный импульс, регистрируемый одним из калориметров, должен быть больше некоторого заданного значения ($p_{\perp} \geq 3,4$ или 4,5 Гэв/с). Используя только один модуль, одновременно можно было измерять сечение одночастичным триггером. Оказалось, что

сечение, измеренное струйным триггером, примерно в 100 раз больше сечения, измеренного одночастичным триггером (рис. 16); этот эффект обсуждается в разд. 2.

(Пусть p'_x — компонента поперечного импульса заряженной частицы в плоскости струи (т. е. плоскости, определяемой направ-

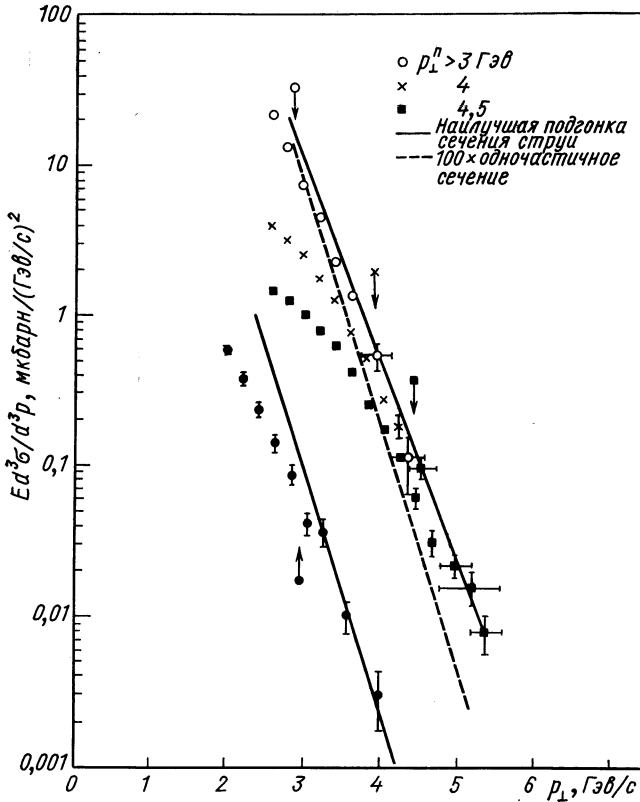


Рис. 16. Сумма сечений рождения всех заряженных частиц для данного эксперимента (●) и эксперимента группы Чикаго — Принстон (○) [30]:

стрелкой отмечены систематические ошибки из-за эффекта триггерного смещения

лениями импульса струи P и импульса налетающего адрона); распределение $(1/\sigma) d\sigma/dz$, где $z = p'_x/p_{\perp}$, показанное на рис. 17, содержит информацию о доле импульса струи, уносимой отдельными заряженными частицами; оно очень схоже с распределением для реакций, вызванных лептонами.

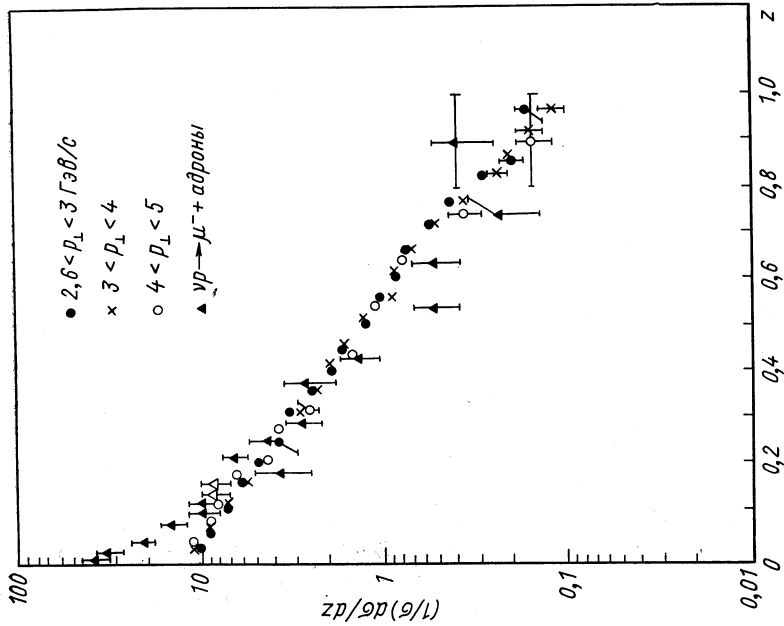


Рис. 17. Сравнение распределения $(1/\delta) d\sigma/dz$ по доле поперечного импульса $z = p_{\perp}'/P_{\perp}$ для передней полусферы с аналогичным распределением в случае рассеяния нейтрино [30]

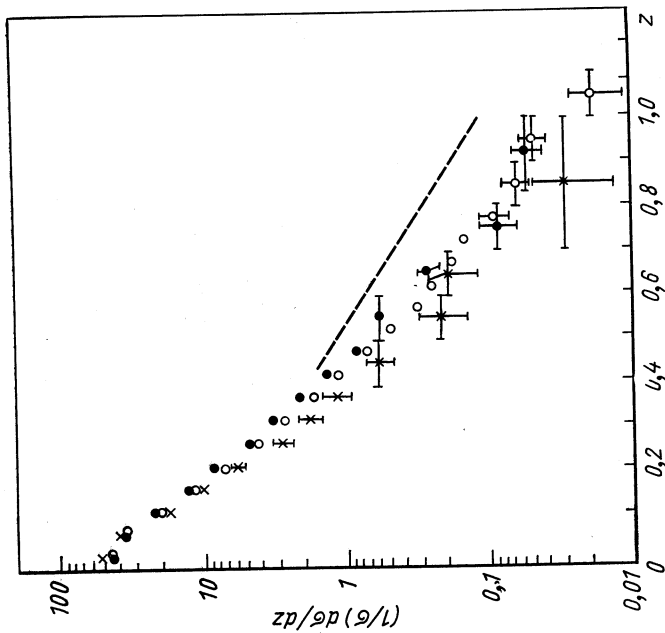


Рис. 18. Распределение $(1/\sigma) d\sigma/dz$ ($z = -p_{\perp}'/P_{\perp}$) для задней полусферы, полученное одночастичным (●) и струйным (○ — $p_{\perp} > 2,6 \text{ ГэВ}/c$; × — $4 < p_{\perp} < 5 \text{ ГэВ}/c$) триттерами [30];
 --- распределение для передней полусферы

Аналогичный график для случая задней полусферы, рассмотренного в предыдущем разделе, показан на рис. 18 [заметим, что на рис. 18 приведена зависимость $(1/\sigma) d\sigma/dz$ от $z = -p'_x/p_\perp$]. Бросается в глаза явное сходство в поведении распределений, измеренных с помощью одночастичного и струйного триггеров.

Указанные экспериментальные данные, особенно их сходство с данными, полученными с использованием одночастичного триггера, можно понять как в рамках модели кварк-кваркового рассеяния [31], так и в модели СИМ [32], в которой допускается фрагментация мезона в конечном состоянии [33, 34].

2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА МОДЕЛЕЙ ЖЕСТКИХ СОУДАРИЙ

Кварк-партоновая модель. Представление о кварках как о составляющих адрона строилось на основе $SU(3)$ -классификации адронов [35, 36]. Низкоэнергетическая модель кварков оказалась особенно успешной в области спектроскопии адронов [37].

Партоновая модель была предложена Фейнманом [38] в качестве интерпретации бьеркеновского скейлинга, обнаруженного в про-

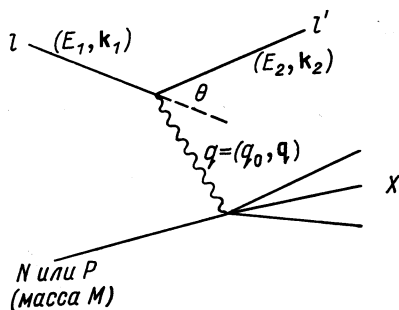


Рис. 19. Глубоконеупругое лептон-адронное рассеяние и определение кинематических переменных:

E_1 (E_2) — энергия налетающего (конечного) лептона; θ — угол рассеяния лептона l в л. с.; $-q^2 = Q^2 = 4 E_1 E_2 \times \sin^2(\theta/2)$; $\nu = E_1 - E_2 = qP/M$; $W^2 = -(P + q)^2$

цессах глубоконеупругих лептон-адронных столкновений. Инклюзивное поперечное сечение для глубоконеупругих лептон-адронных взаимодействий может быть записано в виде

$$\frac{d^2\sigma(\nu)}{dx dy} = \frac{G^2 M E_1}{\pi} \left[\left(1 - y - \frac{1}{2} xy \frac{M}{E_1} \right) G_2(\nu) + xy^2 G_1(\nu) \mp xy \left(1 - \frac{1}{2} y \right) G_3(\nu) \right]. \quad (8)$$

Кинематика процесса изображена на рис. 19. Переменные x и y задаются соотношениями

$$x = 1/\omega = -q^2/2\nu M = -q^2/2Mq_0, \quad 0 \leq x \leq 1; \quad (9)$$

$$y = \nu/E_1 = 1 - E_2/E_1. \quad (10)$$

Формула (8) применима к νN - и $\bar{\nu} N$ -столкновениям. В случае глубоконеупругих электрон-адронных столкновений интерференционный $V - A$ -член с G_3 , нарушающий четность, отсутствует, а константа связи слабых взаимодействий G^2 заменяется на

$$G^2 \rightarrow (1/2) (e^2/q^2)^2 = 8\pi^2\alpha^2/(q^2)^2. \quad (11)$$

В общем случае структурные функции зависят от ω и q : $G_i(\omega, q^2)$. Предсказание Бьеркена о скейлинговом поведении [39]

$$\lim_{|q^2| \rightarrow \infty} G_i(\omega, q^2) = F_i(x), \quad i = 1, 2, 3, \quad (12)$$

где x — фиксировано, с 20%-ной погрешностью согласуется с большинством известных к настоящему времени экспериментальных данных (рис. 20).

В кварк-партоновой модели предполагается, что партон — кварк. Структурные функции $F_i(x)$ связываются с распределениями $f_i(x)$ [$f_{\bar{i}}(x)$] заряженных партонов i (заряженных антипартонов \bar{i}) в адроне. Здесь переменная x представляет собой долю продольного импульса адрона, уносимого партоном. Например, в случае неупругого электронного рассеяния

$$2xF_1(x) = F_2(x) = x \sum_i e_i^2 [f_i(x) + f_{\bar{i}}(x)]. \quad (13)$$

Обозначим распределения u -, d - и s -кварков в протоне через

$$\left. \begin{aligned} u(x) &= xf_u(x), \\ d(x) &= xf_d(x), \\ s(x) &= xf_s(x) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

и получим, например, для глубоконеупругого электрон-протонного рассеяния следующие выражения:

$$F_2^{ep}(x) = (4/9) [u(x) + \bar{u}(x)] + (1/9) [d(x) + \bar{d}(x)] + (1/9) [s(x) + \bar{s}(x)]; \quad (15)$$

$$F_2^{en}(x) = (4/9) [d(x) + \bar{d}(x)] + (1/9) [u(x) + \bar{u}(x)] + (1/9) [s(x) + \bar{s}(x)]. \quad (16)$$

Для рассеяния нейтрино и антинейтрино:

$$F_2^{\nu p}(x) = 2 [d(x) + \bar{u}(x)]; \quad F_2^{\bar{\nu} p}(x) = 2 [u(x) + \bar{d}(x)]; \quad (17)$$

$$F_2^{\nu n}(x) = 2 [u(x) + \bar{d}(x)]; \quad F_2^{\bar{\nu} n}(x) = 2 [d(x) + \bar{u}(x)]. \quad (18)$$

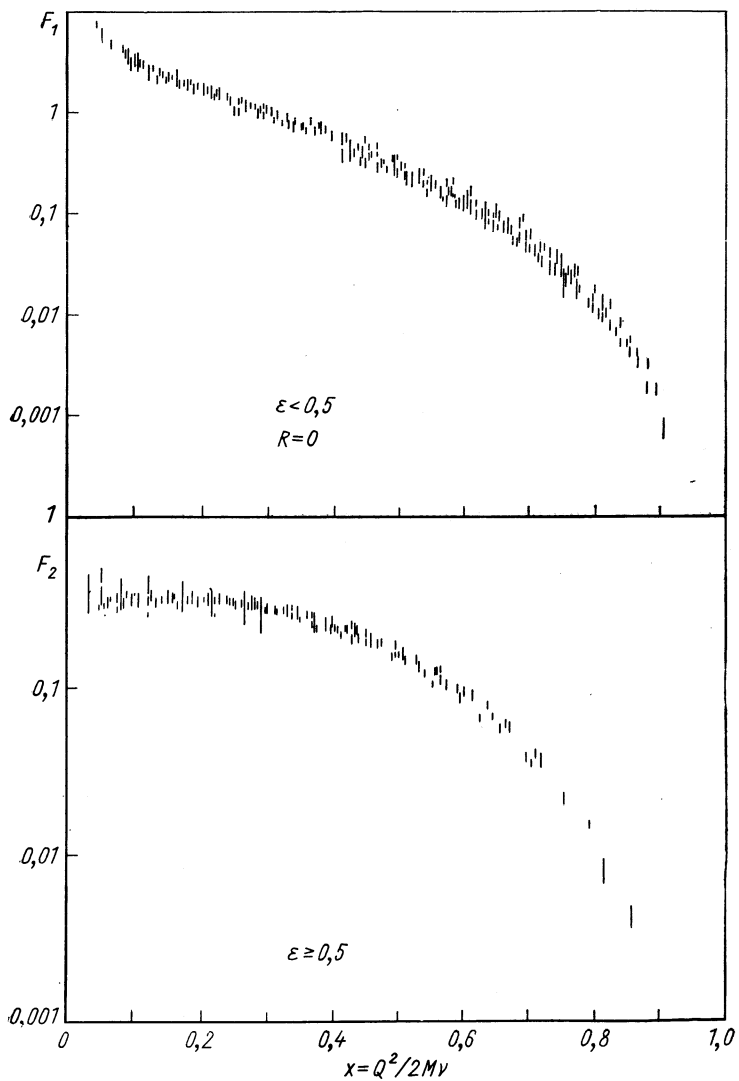


Рис. 20. Бьеркеновский скейлинг для функций F_1 и F_2 при рассеянии протона с $Q^2 > 1 \text{ Гэв}^2$ и $W^2 > 4 \text{ Гэв}^2$ [40]

Функции распределения кварков удовлетворяют ряду правил сумм:

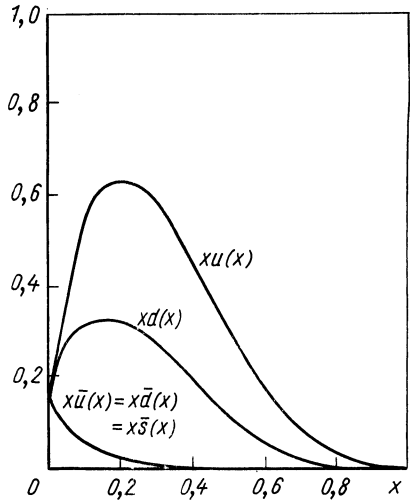
$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] \frac{dx}{x} = 2; \tag{19a}$$

$$\int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] \frac{dx}{x} = 1; \tag{19б}$$

$$\int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] \frac{dx}{x} = 0. \tag{19в}$$

Эмпирическая подгонка данных по глубоконеупругому рассе-

Рис. 21. Зависимость функций распределения партонов, параметризованных Баргером и Филипсом [42], от скейлинговой переменной x



янию для кварк-партонных распределений была проведена, например, в работе Мак-Елани и Туана [41]:

$$\left. \begin{aligned} u(x) &= 1,74 \sqrt{x} (1-x) (1 + 2,3x) + 0,1 (1-x)^{7/2} x^2; \\ d(x) &= 1,11 \sqrt{x} (1-x)^{3,1} + 0,1 (1-x)^{7/2}; \\ \bar{u}(x) &= \bar{d}(x) = s(x) = \bar{s}(x) = 0,1 (1-x)^{7/2}. \end{aligned} \right\} \tag{20}$$

Баргер и Филлипс [42] приводят другую параметризацию (рис. 21):

$$\left. \begin{aligned} u(x) &= 0,594x^{1/2}(1-x^2)^3 + 0,461x^{1/2}(1-x^2)^5 + \\ &\quad + 0,621x^{1/2}(1-x^2)^7 + s(x); \\ d(x) &= 0,072x^{1/2}(1-x^2)^3 + 0,206x^{1/2}(1-x^2)^5 + \\ &\quad + 0,621x^{1/2}(1-x^2)^7 + s(x); \\ \bar{u}(x) &= \bar{d}(x) = s(x) = \bar{s}(x) = 0,145(1-x)^9. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

В области фрагментации лептон-протонного рассеяния вероятность обнаружения адронов в конечном состоянии пропорциональна произведению функции распределения партона в протоне и функции распределения $D_h^i(z)$ для «распада» партона i в адроны h . Инклюзивное сечение рождения адронов имеет вид

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma^{ep \rightarrow ehX}}{dz} = \frac{\sum_i e_i^2 [f_i(x) + f_{\bar{i}}(x)] D_h^i(z)}{\sum_i e_i^2 [f_i(x) + f_{\bar{i}}(x)]}. \quad (22)$$

Учитывая, что угол Кабиббо $\theta_C \ll 1$, и пренебрегая шармом, для νp -столкновений получаем

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma^{\nu p \rightarrow \mu^- h X}}{dz} = \frac{d(x) D_h^u(z) + \bar{u}(x) D_h^{\bar{d}}(z)/3}{d(x) + \bar{u}(x)/3}. \quad (23)$$

В частности, для рождения π^\pm -мезонов это приводит к выражениям

$$(1/\sigma_{\text{tot}}) d\sigma^{\nu p \rightarrow \mu^- \pi^\pm X}/dz = D_{\pi^\pm}^u(z) \quad (24)$$

и

$$(1/\sigma_{\text{tot}}) d\sigma^{\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \pi^\pm X}/dz = D_{\pi^\pm}^d(z) = D_{\pi^\mp}^u(z). \quad (25)$$

Рождение адронов в e^+e^- -аннигиляции описывается величиной

$$(1/\sigma_{\text{tot}}) d\sigma^{e^+e^- \rightarrow hX}/dz = \frac{\sum_i e_i^2 [D_h^i(z) + D_h^{\bar{i}}(z)]}{\sum_i e_i^2}. \quad (26)$$

Распределения по импульсам адронов h от распада партона i определяются также в виде

$$D_h^i(z) = G_h^i(z)/z, \quad (27)$$

где z — доля импульса партона, уносимая адроном h , $z = p_h/p_i$. Эти распределения удовлетворяют правилу сумм для импульсов

$$\sum_h \int_0^1 G_h^i(z) dz = 1, \quad (28)$$

а интеграл от $D_h^i(z)$ дает среднюю множественность адронов типа h , вылетающих из партона i

$$\langle n_h \rangle = \int_{z_{\text{мин}}}^1 G_h^i(z) \frac{dz}{z}. \quad (29)$$

Поскольку вблизи точки $z = 0$ функция распада ведет себя как $1/z$, множественность, начиная с некоторого фиксированного импульса $p_h^0 = p_i/z_{\text{мин}}$, возрастает логарифмически с увеличением импульса кварка p_i . Инвариантность относительно изотопического и зарядового сопряжения уменьшает число независимых функций $D_h^i(z)$; так, например, для пионов имеем

$$G_{\pi^+}^u(z) = G_{\pi^-}^d(z) = G_{\pi^-}^{\bar{u}}(z) = G_{\pi^+}^{\bar{d}}(z); \quad (30a)$$

$$G_{\pi^+}^d(z) = G_{\pi^-}^u(z) = G_{\pi^-}^{\bar{d}}(z) = G_{\pi^+}^{\bar{u}}(z); \quad (30b)$$

$$G_{\pi^+}^s(z) = G_{\pi^-}^s(z) = G_{\pi^+}^{\bar{s}}(z) = G_{\pi^-}^{\bar{s}}(z) \quad (30в)$$

и, кроме того,

$$G_{\pi^0}^i(z) = \frac{1}{2} [G_{\pi^+}^i(z) + G_{\pi^-}^i(z)]. \quad (31)$$

Эмпирическое представление для функций фрагментации кварков может быть получено с использованием данных по электроно- и нейтринорождению. Это было сделано Сегалом [43]:

$$G_{\pi^+}^u(z) = 0,83(1-z); \quad (32)$$

$$G_{\pi^+}^d(z) = 0,41(1-z)^{3/2}. \quad (33)$$

Криффганц [44], исходя из модели последовательного распада с сохранением изоспина получил распределения

$$G_{\pi^+}^u(z) = 2/3 - 4z/15 - 2z^{8/3}/5; \quad (34)$$

$$G_{\pi^-}^u(z) = 2/3 - 16z/15 + 2z^{8/3}/5; \quad (35)$$

$$G_{\pi^0}^u(z) = 2/3 - 2z/3. \quad (36)$$

Как показано на рис. 22, эти распределения довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В приведенных выше выражениях существенной оказывается лишь компонента импульса адрона, параллельная импульсу партона. В направлении движения партона адроны обладают ограниченным поперечным импульсом. Авторами этой статьи предложена следующая формула для фрагментации кварка в за-

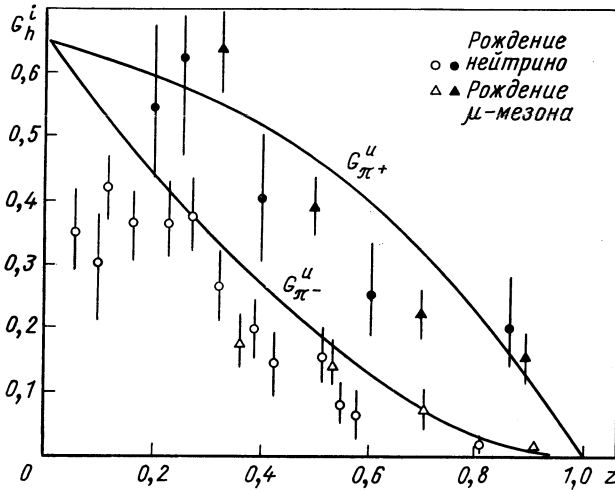


Рис. 22. Сравнение параметризаций (33) — (35) для функций фрагментации кварков с данными, полученными из лептон-адронных соударений [33]

рожденные частицы, учитывающая поперечные импульсы и отклонение от скейлинга:

$$p_0^h \frac{d^3n}{d^3p_h} = B \left(1 - \frac{p_{||h}}{p_i + \frac{A_2}{p_i}} \right)^F \exp \left(- \frac{p_{||h}^2}{b^2 + \frac{p_i^4}{M^2}} - \frac{p_{\perp h}^2}{b^2} \right) \quad (37)$$

с параметрами $A = 1,6$; $M = 0,9 \text{ Гэв}/c$; $F = 1$, $b = 0,355 \text{ Гэв}/c$. (38)

Модель жесткого рассеяния для инклюзивного рождения частиц с большим p_{\perp} . Рождение частиц с большим поперечным импульсом было предсказано Бьеркеном, Берманом и Когутом [45] в рамках моделей жестких столкновений. В этой работе основное внимание было уделено электромагнитным взаимодействиям партонов. В то же время существующие экспериментальные факты свидетельствуют о том, что доминируют, видимо, главным образом процессы чисто сильного взаимодействия. Общая структура моделей жесткого рассеяния иллюстрируется на рис. 23. При столкновениях адронов A и B вторичные адроны C и D , обладающие большим поперечным импульсом, рождаются за счет жесткого рассеяния точечных составляющих, партонов i и j .

Партоны i и j представляют собой фрагменты сталкивающихся адронов A и B . $F_A^i(x_1)/x_1$ и $F_B^j(x_2)/x_2$ — распределения по импульсам партонов i и j в адронах, при этом x_1 определяет долю импульса адрона, уносимую партоном i ; $x_1 = p_i/p_A$. Рассеянные партоны k и l обычно непосредственно не наблюдаются, например, если они

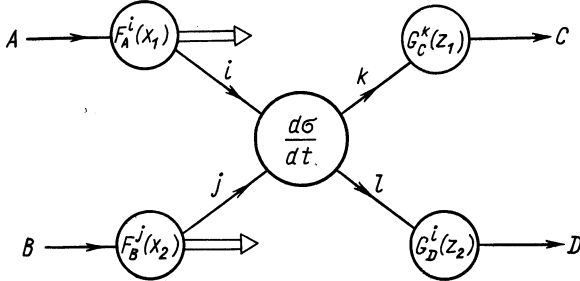


Рис. 23. Модель жестких соударений

несут на себе квантовые числа кварка. Наблюдаемые адроны C и D являются результатом «распада» партонов k и l на адроны. Распределения импульсов адронов в процессе фрагментации партона задаются функциями $G_C^k(z_1)/z_1$ и $G_D^l(z_2)/z_2$, где z_1 (z_2) является долей импульса партона, уносимой адроном C (D); $z_1 = p_C/p_k$.

Инклюзивные сечения в этой модели также были рассмотрены Бьеркеном [46] и, кроме того, Эллисом и Кислингером [47]. Пренебрегая поперечными импульсами партона в адронных струях и поперечными импульсами адрона в партонных струях, получаем для сечения рождения двух струй k и l формулу

$$E_l E_k \frac{d^6\sigma_J}{d^3p_l d^3p_k} = \frac{1}{\pi} \sum_{i,j} F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \frac{d\sigma}{dt} \delta^{(2)}(p_{\perp l} + p_{\perp k}). \quad (39)$$

Согласно этой картине, инклюзивные одночастичные распределения и двухчастичные распределения задаются следующими выражениями [46, 47]:

$$E_C = \frac{d^3\sigma}{d^3p_C} \approx \frac{4}{\pi x_{\perp C}^2} \sum_{i,j,k} \int \int dx_1 dx_2 F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \frac{\eta}{(1+\eta)^2} \frac{d\sigma}{dt} G_C^k(z); \quad (40)$$

$$E_C E_D \frac{d^6\sigma}{d^3p_C d^3p_D} \approx \frac{16}{\pi s x_{\perp C}^2 x_{\perp D}^2} \int \frac{x_1 dx_1}{[\text{ctg}(\theta_C/2) + \text{ctg}(\theta_D/2)]^2} \times \\ \times \sum_{ijkl} F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \frac{d\sigma}{dt} G_C^k(z_1) G_D^l(z_2). \quad (41)$$

Все детали, кинематические соотношения, пределы интегрирования и т. п. подробно определены в приложении 1.

Переменные s , t и u — мандельштамовские переменные, характеризующие неприводимое партон-партонное соударение; $d\sigma/d\hat{t}$ — поперечное сечение жесткого партон-партонного рассеяния.

Как было отмечено Бьеркенем [46], существуют три основные неопределенности, связанные с каждым из этапов расчетов в рамках простой партонной модели. Мы напомним эти три этапа, а заодно и присущие им проблемы.

1. Выберем коллинеарную систему отсчета, в которой начальные адроны являются релятивистскими и движутся в противоположных направлениях. Заменим каждый из адронов A и B пучком невзаимодействующих партонов i и j , распределение импульсов которых масштабно-инвариантно. Неопределенность в данном случае заключается в том, что нам не известен состав партонных пучков. В принципе из эксперимента можно определить зарядовый кварк-партонный состав и распределение импульсов. Однако примерно 50% импульса адрона не переносится заряженными партонами. Предполагается, что этот импульс должен переноситься безмассовыми нейтральными глюонами.

Распределение импульсов глюонов не известно.

Помимо этого, существуют модели жесткого рассеяния, в которых взаимодействующими партонами i и j являются не кварки, а мезоны, барионы или дикварки [48].

2. Будем рассматривать столкновение как двухчастичное столкновение партонов каждого из пучков, считая, что сечение рассеяния зависит только от переменных s и t для пары взаимодействующих партонов. Эта неопределенность оказывается самой неприятной. Мы не знаем динамики сильных взаимодействий партонов.

Часто для определения формы сечения жесткого рассеяния используется размерный анализ [49, 50]. В то же время применяются и выражения для сечений жесткого рассеяния чисто феноменологической природы (см., например, [51, 52], а также табл. 5).

3. Импульс каждого из вылетающих партонов, испытавших рассеяние с большим поперечным импульсом, равен сумме импульсов адронов, летящих в направлении выбитого партона. Поперечные импульсы таких адронов относительно направления движения первичного партона малы. Инклюзивное распределение этих адронов масштабно-инвариантно. Неопределенность, связанная с этим последним этапом, состоит в том, что мы не знаем природы партонной фрагментации на адроны. Данные по реакциям с участием лептонов могут рассказать о фрагментации заряженных кварк-партонов. Однако такие данные не несут никакой информации о нейтральных партонах. Более того, составля-

ющие с барионными или мезонными квантовыми числами могут быть и наблюдаемыми адронами, и адронными резонансами или адронными струями, обладающими свойствами, аналогичными свойствам кварковых струй.

Функции распределения $F_h^i(x)$ и $G_h^i(z)$ удовлетворяют закону сохранения импульса

$$\sum_{i \in A} \int_0^1 dx F_A^i(x) = 1 \quad (42)$$

и соответственно выражение (28) для функции $G_h^i(z)$. Правило сумм, характеризующее сохранение квантовых чисел, имеет вид

$$\sum_{i \in A} \int_0^1 \frac{dx}{x} Q^i F_A^i(x) = Q_A. \quad (43)$$

Формула для свертки записывается в виде

$$F_A^i(x) = \int_x^1 \frac{dz}{z} \sum_{j \in A} F_j^i\left(\frac{x}{z}\right) F_A^j(z). \quad (44)$$

Из соотношений Грибова — Липатова [53] между структурными функциями глубоконеупругого электронорождения и электрон-позитронной аннигиляции в адроны можно получить партон-нуклонные соотношения взаимности [54, 55]. Они связывают функции $G_A^i(z)$, описывающие фрагментацию партона i в адрон A , и распределение $F_A^i(x)$ импульсов партонных в адроне A :

$$G_A^i(z=x) = F_A^i(x). \quad (45)$$

При $x \rightarrow 0$ поведение партонных функций распределений $F_A^i(x)/x$ связано с реджевским поведением полных сечений. Так, если $\sigma_A^i \sim s^{\alpha-1}$, то для $x \rightarrow 0$ функция $F_A^i(x)/x \sim cx^{-\alpha}$. По оптической теореме структурные функции глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния пропорциональны мнимым частям амплитуд упругого рассеяния слабых или электромагнитных токов на нуклонах под нулевым углом. В модели валентных кварков и кварков «моря» вклады «морских» кварков соответствуют обмену помероном, а вклады валентных кварков — обменов в t -канале вторичным полюсом Редже [56]. Для того чтобы при больших ν реджевское поведение

$$F_i(Q^2, \nu) \sim \beta(Q^2) \nu^{\alpha(0)} \quad (46)$$

было совместимо со скейлинговым поведением при малых x , необходима связь

$$(1/x) F_A^i(x) \sim cx^{-\alpha(0)}, \quad (47)$$

при этом также использовали соотношение между структурной функцией глубоконеупругого рассеяния и распределением партонов.

Анализ размерностей. Различные приложения правил размерного анализа всесторонне освещены в обзоре [48]. Впервые подобный анализ был предложен В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадяном и А. Н. Тавхелидзе [49] и Бродским и Фарраром [50].

Рассмотрим модель жесткого рассеяния, представленную схематически на рис. 23. Согласно этому рисунку, инклюзивные одночастичные распределения имеют вид (40). Поскольку все функции фрагментации скейлинг-инвариантны, то при больших p_{\perp} скейлинговое поведение инклюзивного распределения отражает скейлинговое поведение сечения $d\sigma/d\hat{t}$ в элементарном акте жесткого столкновения. В зависимости от моделей взаимодействующие партоны i, j, k и l могут быть кварками, адронами или дикварками. Основное правило для реакций с большими p_{\perp} заключается в следующем [57, 58].

Подсчитаем число активных кварков, участвующих в элементарном акте рассеяния с большими p_{\perp}

$$n_{\text{акт}} = n_i + n_j + n_k + n_l \quad (48)$$

и число кварков-созерцателей или пассивных кварков в адронах A, B или C :

$$n_{\text{пас}} = n(\bar{i}A) + n(\bar{j}B) + n(\bar{k}C). \quad (49)$$

Руководствуясь поведением борновских диаграмм перенормируемых теорий поля, находим для инклюзивного распределения представление:

$$E_C \frac{d^3\sigma}{d^3p_C} = \sum_r c_r (p_{\perp}^2 + m_r^2)^{-N_r} (1 - x_{\perp})^{F_r} f(\theta_{\text{см}}^C), \quad (50)$$

где суммирование учитывает все возможные элементарные акты рассеяния r ;

$$x_{\perp} = 2p_{\perp}C/\sqrt{s}; \quad \varepsilon = 1 - x_{\perp}. \quad (51)$$

Величина m_r^2 является свободным параметром, а $f(\theta_{\text{см}}^C)$ — некоторая неизвестная функция. Показатели степеней N_r и F_r относятся к элементарному процессу r и определяются соотношениями

$$N_r = n_{\text{акт}} - 2; \quad (52)$$

$$F_r = 2n_{\text{пас}} - 1. \quad (53)$$

Следует подчеркнуть, что формула (50) выведена лишь в пределе $x_{\perp} \rightarrow 1$. Вблизи точки $x_{\perp} = 0$, а именно в этой области выполнено большинство измерений, выражение (50) модифицируется на некоторую гладкую функцию от x_{\perp} . Правило счета пассивных кварков эквивалентно тому, что для $x \rightarrow 1$

$$F_A^i(x) \sim (1-x)^{2n(\bar{i}A)-1}. \quad (54)$$

При малых значениях x партонные распределения $F_A^i(x)$ известны не достаточно хорошо. В качестве примера приложения этих правил кваркового счета мы рассмотрели процесс рождения каонов в pp -столкновениях [59] (рис. 24). Общую формулу (50) можно также использовать и в случае произвольных эксклюзивных двухчастичных реакций, $n_{\text{пас}} = 0$:

$$\frac{d\sigma}{dt}(A+B \rightarrow C+D) = \frac{1}{s^{n_A+n_B+n_C+n_D-2}} f(\theta_{\text{cm}}^C). \quad (55)$$

Применительно к электронному рассеянию это дает следующий усредненный по спинам форм-фактор:

$$F_h(t) \sim t^{1-n_h}, \quad (56)$$

де n_h — число партонов в адроне.

Соотношение между распределениями первичных и вторичных фрагментов. При больших поперечных импульсах одночастичное распределение имеет вид [см., например, (50), а также (1)]

$$Ed^3\sigma/d^3p \sim (1/p_{\perp}^n) f(p/p_{\text{макс}}, \theta_{\text{cm}}). \quad (57)$$

Форма выражения (57) инвариантна по отношению к процессам распада. Подобная связь между распределениями первичных и вторичных фрагментов изучалась Бьеркеном [60].

Рассмотрим инклюзивное рождение первичной частицы с большим p_{\perp} («материнская» частица, обозначаемая индексом p), например, изобары или партона, которая распадается на вторичные адроны («новорожденные», обозначаемые индексом c) с ограниченными значениями p_{\perp} относительно направления движения материнской частицы. Для такого распада имеем скейлинг-инвариантное представление

$$xdN_c/dx = g_{cp}(x), \quad (58)$$

где

$$x \approx E_c/E_p \approx p_c/p_p \approx p_{\perp c}/p_{\perp p}; \quad (59)$$

при достаточно больших p_{\perp} угол θ будет одним и тем же для материнской и новорожденной частиц. Подставляя формулу (58) в выражение (57), приходим к представлению для распределения

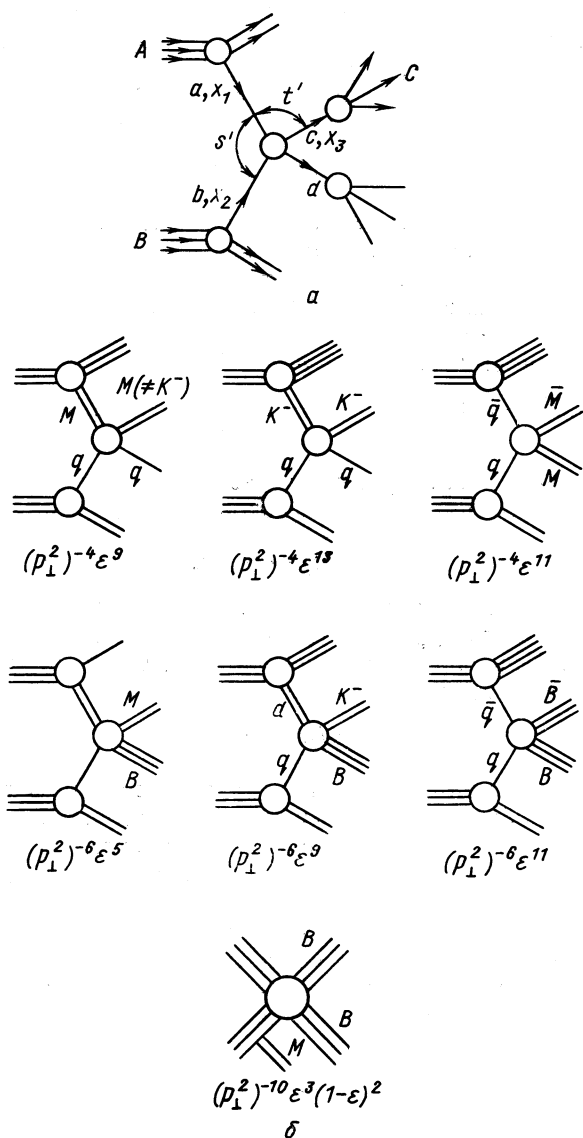


Рис. 24. Примеры использования правил размерного анализа:

а — общая диаграмма жесткого рассеяния составляющих для реакции $A + B \rightarrow C + X$; б — конкретные диаграммы модели СИМ для одночастичных распределений. Все линии — линии кварков [55]

новорожденных частиц, совпадающему по форме с представлением (57), где

$$f_c(x, \theta_{\text{сг}}) = \int_x^1 dz z^{n-3} f_p\left(\frac{x}{z}, \theta_{\text{сг}}\right) g_{\text{ср}}(z). \quad (60)$$

При больших p_{\perp} распределение удобно параметризовать локальной показательной функцией

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \sim p^{-n_{\text{эф}}(p/p_{\text{макс}}, \theta_{\text{сг}})}. \quad (61)$$

В этом случае для одних и тех же поперечных импульсов получим

$$\left(E \frac{d^3\sigma}{d^3p}\right)_c / \left(E \frac{d^3\sigma}{d^3p}\right)_p \approx \int_0^1 dz z^{n_{\text{эф}}-3} g_{\text{ср}}(z). \quad (62)$$

Типичные значения параметра $n_{\text{эф}}$ порядка 8—12.

Для изотропного двухчастичного распада на частицы пренебрежимо малой массы, например $\rho \rightarrow \pi\pi$ или $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, функция $g_{\text{ср}} = 2z$ и

$$(Ed^3\sigma/d^3p)_c / (Ed^3\sigma/d^3p)_p = 2/(n_{\text{эф}} - 1). \quad (63)$$

Для фрагментации партона $g_{\text{ср}}(z) \approx (1-z)^F$ [см., например, (27) — (37)], и получаем

$$(Ed^3\sigma/d^3p)_c / (Ed^3\sigma/d^3p)_p \approx 1/(n_{\text{эф}})^{F+1}. \quad (64)$$

Таким образом, новорожденные, образовавшиеся в результате распадов материнских частиц, являются в высшей степени выделенными объектами в инклюзивных спектрах. Формула (64) выражает собой эффект погрешности триггера из-за отбора событий специального типа, которая более подробно рассмотрена ниже.

Эффект систематической ошибки триггера. Эффект систематической ошибки триггера является следствием того факта, что одночастичный триггер, используемый в проводимых экспериментах при больших p_{\perp} , отбирает довольно специфические струи. В этих струях большая часть полного импульса струи переносится одной частицей.

Очень важной альтернативой одночастичным триггерам являются струйные триггеры, использующие адронные калориметры. Эксперименты подобного типа проводятся в настоящее время, первые результаты уже известны [30], мы упоминали о них в разд. 1. Эффект систематической ошибки триггера изучался Бьеркеном [61] и другими авторами [62, 63, 64]. Будем следовать работе [63].

Ограничимся рассмотрением рождения при $\theta_{\text{сг}} = 90^\circ$; в качестве функции распределения струи выберем параметризацию

получающуюся из подгонок к данным по одночастичным распределениям при больших p_{\perp} (см., например, [1, 3]). Символами p_{\perp} и E обозначим поперечный импульс и энергию струи соответственно. Скейлинговая переменная струи

$$X_{\perp J} = 2P_{\perp} / \sqrt{s}. \quad (65)$$

Запишем сечения рождения струи в виде

$$\frac{d^3\sigma_J}{d\Phi dY dP_{\perp}} = \frac{c}{P_{\perp}^N} \exp(-DX_{\perp J}) = \frac{c}{P_{\perp}^N} \exp\left(-\frac{2DP_{\perp}}{\sqrt{s}}\right), \quad (66)$$

где Y — быстрота струи в с. ц. м.

Фрагментацию струи будем описывать распределением (37). Если, однако, заменить P_J на $P_{\perp J}$ в формуле (37), то отклонение от скейлинга будет правильно описано лишь для случая рождения при $\theta = 90^\circ$, когда $P_J = P_{\perp J}$. В той же центральной области быстрот, в которой распределение струи (66) оказывается верным, приходим к следующему распределению пионов от распадов струи по поперечному импульсу и быстроте y в с.ц.м.:

$$\frac{d^3\sigma}{dy d\Phi dp_{\perp}} = \int_{p_{\perp}}^{\infty} \frac{d^3\sigma}{dY d\Phi dP_{\perp J}} \frac{dn}{P_{\perp J} dx} dP_{\perp J}, \quad (67)$$

где $P_{\perp J} dx = dp_{\perp}$.

Из формулы (67) вытекает, что быстрота пиона y равна быстроте струи Y . Это справедливо при $\theta = 90^\circ$. Если же массой пиона по сравнению с поперечным импульсом можно пренебречь, то данное представление будет хорошим приближением и в окрестности $\theta = 90^\circ$. Подставляя формулу (37) в выражение (67) и переходя к переменной интегрирования $x = p_{\perp} / P_{\perp J}$, получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}} = \Delta y \Delta \Phi c \int_0^1 \frac{x^{N-2}}{P_{\perp}^{N-1}} dx \exp\left(-\frac{2Dp_{\perp}}{x\sqrt{s}}\right) \pi^{3/2} b B \left(1 - \frac{x}{1 + A^2 x^2 / p_{\perp}^2}\right)^F \times \\ \times \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{b^2 + \frac{p_{\perp}^2}{x^4 M^2}}\right) \exp\left(\frac{p_{\perp}^2}{b^2}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{p_{\perp}}{xb}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{p_{\perp}}{b}\right)\right]. \quad (68) \end{aligned}$$

Мы ввели значения Δy и $\Delta \Phi$, соответствующие аксептансу спектрометра, при этом предполагается, что в пределах разрешения поперечное сечение не зависит от Δy и $\Delta \Phi$.

Для того чтобы выполнить в замкнутом виде интегрирование в формуле (68), ограничимся случаем, когда поперечные импуль-

сы пиона $p_{\perp} > 2 \text{ Гэв/с}$. Тогда подынтегральное выражение в формуле (68) можно упростить, и мы получим

$$d\sigma/dp_{\perp} = \Delta y \Delta \varphi \pi b^2 B c (p_{\perp}^{N-1} \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2})^{-1} I, \quad (69)$$

где

$$I = \int_0^1 dx x^{N-2} \exp\left(-\frac{2Dp_{\perp}}{x\sqrt{s}}\right) (1-x)^F. \quad (70)$$

Этот интеграл имеет вид [47]

$$I = \left(\frac{2Dp_{\perp}}{\sqrt{s}}\right)^{N-1} \exp\left(\frac{2Dp_{\perp}}{\sqrt{s}}\right) \Gamma(F+1) U\left(F+N, N, \frac{2Dp_{\perp}}{\sqrt{s}}\right), \quad (71)$$

здесь $U(a, b, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция. В интервале энергий встречных колец ЦЕРНа аргумент $z = 2Dp_{\perp}/\sqrt{s}$ достаточно мал, поэтому хорошим приближением для выражения (71) будет следующая формула:

$$I \approx \exp\left(-\frac{2Dp_{\perp}}{\sqrt{s}}\right) \frac{F!(N-2)!}{(F+N-1)!}. \quad (72)$$

Подставляя формулу (72) в выражение (69) и используя также асимптотическое представление для величины B

$$B(F) \xrightarrow{p_{\perp} \rightarrow \infty} (F+1)/\pi b^2, \quad (73)$$

получаем окончательно

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}} = \frac{c\Delta y \Delta \varphi}{p_{\perp}^N} \exp\left(-\frac{2Dp_{\perp}}{\sqrt{s}}\right) \frac{(F+1)!(N-2)!}{(F+N-1)!}. \quad (74)$$

Этот результат означает, что для больших поперечных импульсов p_{\perp} и больших энергий соударения \sqrt{s} распределение регистрируемого пиона имеет ту же форму, что и распределение (66). При $p_{\perp} = p_{\perp J}$ отношение пионного распределения к распределению струи

$$\left(\frac{d\sigma}{dp_{\perp}} / \frac{d\sigma_J}{dp_{\perp J}}\right)_{p_{\perp} = p_{\perp J}} = \frac{(F+1)!(N-2)!}{(F+N-1)!} \quad (75)$$

зависит от параметров N и F и оказывается довольно малым (для $F = 2$ и $N = 8$ отношение равно $1/84$), что подтверждается и экспериментально [30]. Это отношение служит мерой систематической ошибки триггера. Пионы с большими p_{\perp} составляют лишь

малую часть струи. В регистрируемых струях среднее значение x для выделенных частиц

$$\langle x \rangle = \frac{\int_0^1 dx x^{N-1} \exp\left(-\frac{2Dp_{\perp}}{x\sqrt{s}}\right) (1-x)^F}{\int_0^1 dx x^{N-2} \exp\left(-\frac{2Dp_{\perp}}{x\sqrt{s}}\right) (1-x)^F}. \quad (76)$$

Используя приближенную формулу (72), находим

$$\langle x \rangle = (N-1)/(F+N). \quad (77)$$

Таким образом, регистрируемые струи содержат одну частицу, которая в среднем несет примерно $3/4$ полного импульса струи.

Эффекты за счет поперечных импульсов адронов струи; доказательство струйной структуры. Поперечные импульсы адронов струи были учтены Фурманским и Восеком [65] и Ранфт и Ранфт-том [66, 67]. Мы будем следовать работе [67].

Фрагментация струи в терминах переменных продольного импульса по оси струи и поперечного импульса, перпендикулярного этой оси, определяется выражением (37).

Для того чтобы вычислить интересующее нас инклюзивное распределение, воспользуемся приближенной функцией для фрагментации струи, параметризованной с помощью переменных в с. ц. м. В частности, будем использовать быстроту y , поперечный импульс q_{\perp} и азимутальный угол φ наблюдаемого адрона и быстроту Y_J , поперечный импульс P_{\perp} , азимутальный угол Φ_J струи, относящиеся к полной системе центра масс. Кроме того, используем переменные партон-партонной системы центра масс, которые обозначим символом со «шляпкой», такие, как полная энергия струи $\hat{E}_J = V\sqrt{s}/2$, быстрота струи \hat{Y}_J и полярный угол $\hat{\theta}_J$. Эти переменные связаны соотношением

$$\text{ch}\hat{Y}_J = \hat{E}_J/P_{\perp} = 1/\sin\hat{\theta}_J. \quad (78)$$

Инвариантная масса струи $M_J \approx 0$. В терминах перечисленных переменных приближенная функция фрагментации струи имеет вид

$$\frac{d^3n(\hat{s})}{dyd\varphi q_{\perp} dq_{\perp}} = A \left(\frac{V\sqrt{s}}{2}\right) \frac{F+1}{q_{\perp}^2} \left(1 - \frac{q_{\perp}}{P_{\perp}}\right)^F \frac{1}{V\pi c} \exp\left[-\frac{(\varphi - \Phi_J)^2}{c^2}\right] \times \\ \times (1/V\pi c) \exp[-(y + Y_J)^2/c^2], \quad (79)$$

где

$$c = b/q_{\perp}. \quad (80)$$

Параметр ϵ характеризует зависимость выражения (37) от поперечного импульса. Гауссовы функции выбраны из соображений удобства интегрирования. Значения ширины гауссовых распределений продиктованы результатами расчетов [66]. Форма распределения по φ вытекает из выражения (37) в приближении $\sin^2(\varphi - \Phi_j) \approx (\varphi - \Phi_j)^2$. Нормировочная функция $A(V\sqrt{s}/2)$ может быть определена из правила сумм для энергии; асимптотически

$$A(V\sqrt{s}/2) \sim 1. \quad (81)$$

Сечение рождения двух струй в рамках модели жестких соударений задается формулой (39). В настоящем расчете воспользуемся следующим простым приближением для двухструйного распределения:

$$\begin{aligned} \frac{d^4\sigma_j(s)}{dY_s dY_0 dP_{\perp 1} d\Phi} = C \frac{1}{P_{\perp}^N} \exp\left(-\frac{2DP_{\perp}}{V\sqrt{s}}\right) \frac{1}{V\frac{2\pi}{B_s}} \times \\ \times \exp\left(-\frac{Y_s^2}{2B_s^2}\right) \frac{1}{V\frac{2\pi}{B_0}} \exp\left(-\frac{Y_0^2}{2B_0^2}\right). \end{aligned} \quad (82)$$

Здесь быстроты струй передней и задней полусфер Y_s и Y_0 некоррелированы. Предположение о некоррелированности, а также гауссова форма распределений по быстротам подсказываются данными эксперимента [7] при имеющихся поперечных импульсах выделенных частиц ($x_{\perp} = P_{\perp}/(V\sqrt{s}/2) \approx 0,1$). Как показано в работе [52], при этих значениях x_{\perp} регистрируемой частицы двухструйное распределение (39) в точности обладает свойством некоррелированности. Следует помнить, однако, что при больших импульсах регистрируемой частицы возникает корреляция между Y_s и Y_0 [52].

В Приложении 2 приведены выражения для инклюзивных распределений при больших поперечных импульсах; они получены с использованием представления (82) для сечения рождения двух некоррелированных струй и выражений (79) и (П.34). Преимущество нашей параметризации заключается в том, что довольно сложные интегральные выражения факторизуются, а большинство интегралов может быть оценено аналитически. Но следует помнить, что выражение для сечения рождения двух некоррелированных струй оправдано лишь в случае малых x регистрируемой частицы, как, например, в недавно выполненных экспериментах ЦЕРНа [10]. Наши выражения будут справедливы и в более общем случае, если, например, принять во внимание распределения по быстротам двух частиц как в передней, так и в задней полусферах.

Две частицы, вылетевшие из струи передней полусферы, характеризуются распределением по разности их быстрот [см. (П.25)], которое имеет вид

$$W[(y_1 - y_2), B_s, c_1, c_2] = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{c_1^2 c_2^2 / 2B_s^2 + c_1^2 + c_2^2}} \times \\ \times \exp \left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{c_1^2 c_2^2 / 2B_s^2 + c_1^2 + c_2^2} \right]. \quad (83)$$

Характерная длина корреляции:

$$L(q_{\perp 1}, q_{\perp 2}) = (1/\sqrt{2}) \sqrt{c_1^2 c_2^2 / 2B_s^2 + c_1^2 + c_2^2} = \\ = (b/\sqrt{2} q_{\perp 1} q_{\perp 2}) \sqrt{b^2 / 2B_s^2 + q_{\perp 1}^2 + q_{\perp 2}^2}. \quad (84)$$

Функция $L(q_{\perp 1}, q_{\perp 2})$ убывает с ростом поперечных импульсов одной или обеих частиц. При больших значениях $q_{\perp 1}$ постоянным членом $b^2/2B_s^2$ можно пренебречь, и мы приходим к следующему предельному поведению:

$$L(q_{\perp 1}, q_{\perp 2}) = \begin{cases} b/\sqrt{2} q_{\perp 1}, q_{\perp 2} \gg q_{\perp 1}; \\ b/\sqrt{2} q_{\perp 1}, q_{\perp 2} \gg q_{\perp 2}. \end{cases} \quad (85)$$

На рис. 25 проведено сравнение зависимости двухчастичного распределения от быстроты второй частицы (для которой проводился анализ по импульсу), летящей по направлению регистрируемой, с результатами этой модели. Хорошее согласие можно интерпретировать как свидетельство существования струи в передней полусфере. Тем не менее необходимо более тщательное исследование двух- и трехчастичных резонансов.

Недавно группой ССНК [10] в ЦЕРНе были измерены корреляции по быстрой частиц, вылетающих в направлении, противоположном регистрируемой частице, при этом также проводился анализ по поперечным импульсам. Полученные данные свидетельствуют в пользу существования струи в задней полусфере. Ниже мы анализируем эти данные с помощью нашего метода. Согласно формуле (П.32), распределение по разности быстрот двух частиц задней полусферы имеет ту же форму, что и выражение (84). В эксперименте группы ССНК определяются нормированное распределение $dN^c/d(y_2 - y_3)$ для двух частиц задней полусферы и соответствующее нормированное некоррелированное распределение $dN^{\text{unc}}/d(y_2 - y_3)$, которое получается при учете частиц из различных событий. Используя два этих распределения, можно определить относительную корреляцию:

$$R(\Delta y) = \frac{dN^c}{d(y_2 - y_3)} \bigg/ \frac{dN^{\text{unc}}}{d(y_2 - y_3)}. \quad (86)$$

Приводятся данные для значений импульсов выделенной частицы $q_{\perp 1} \approx 2,5 \text{ Гэв/с}$ и поперечных импульсов частиц задней полусферы в трех интервалах: $q_{\perp 2}$ и $q_{\perp 3} \geq 0,3; 0,6$ и $0,9 \text{ Гэв/с}$. Эти распределения представлены на рис. 26, 27 и 28. Следует заметить, что

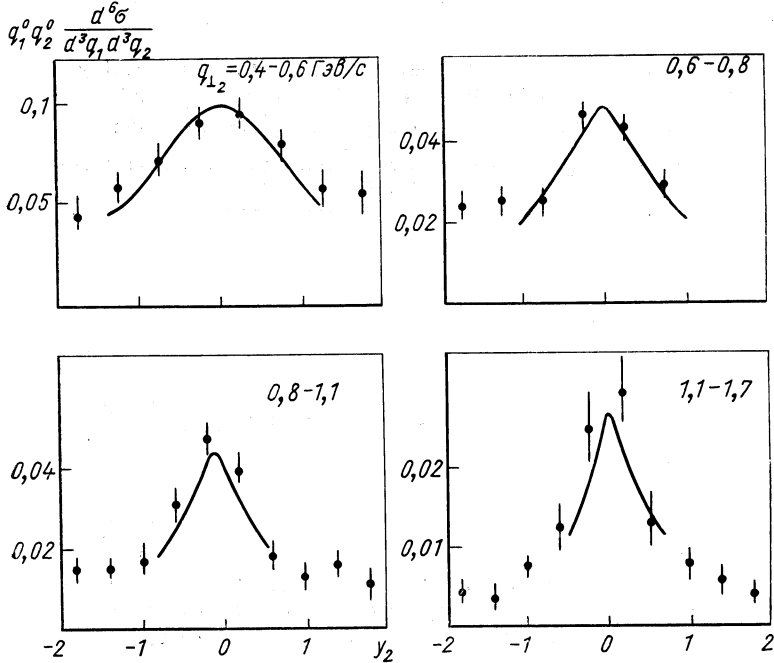


Рис. 25. Зависимость двухчастичного распределения для передней полусферы от быстроты второй частицы [66]: выделенная частица имеет быстроту $y_1 = 0$ и поперечный импульс $q_{\perp 1} = 2 \text{ Гэв/с}$. Рассчитанные кривые сравнивались с данными работы [10]

при малых y экспериментальные распределения искажены из-за снижения эффективности регистрации близких треков [66].

В нашем подходе некоррелированное распределение двух частиц задней полусферы может быть получено из формулы (П.26). Оно имеет вид

$$\frac{dN_{\text{unc}}}{d(y_2 - y_3)} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{4B_0^2 + c_2^2 + c_3^2}} \exp \left[-\frac{(y_2 - y_3)^2}{4B_0^2 + c_2^2 + c_3^2} \right]. \quad (87)$$

При сравнении нашего распределения с экспериментом, следует принять во внимание тот факт, что азимутальные аксептансы детектора $A_1 (\Delta\phi, c_1, c_2)$ и $A_2 (\Delta\phi, c_1, c_2, c_3)$ [формулы (П.27) и (П.33)] различны при регистрации одной или двух частиц струи

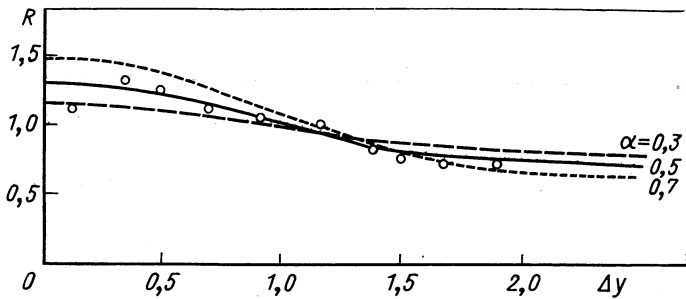


Рис. 26. Сравнение отношения $R(\Delta y)$ [формула (86)] для различных значений параметра α при $q_{\perp 2} = q_{\perp 3} = 0,45 \text{ Гэв/с}$ с данными работы [7] для $q_{\perp 2}$ и $q_{\perp 3} \geq 0,3 \text{ Гэв/с}$:

данные для $\Delta y \leq 0,5$ сильно смещены из-за ограниченного аксептанса [67]

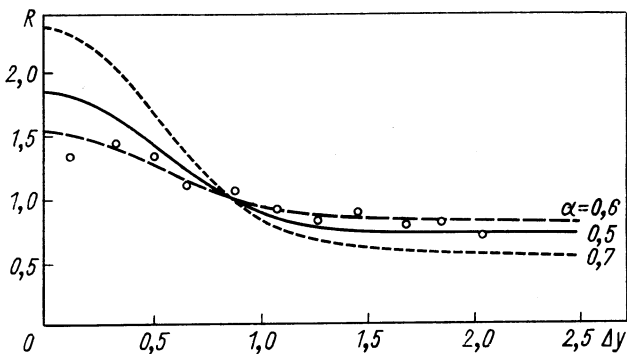


Рис. 27. Отношение $R(\Delta y)$:

теоретические кривые для $q_{\perp 2} = q_{\perp 3} = 0,75 \text{ Гэв/с}$; экспериментальные данные для $q_{\perp 2}$ и $q_{\perp 3} \geq 0,6 \text{ Гэв/с}$ [67]

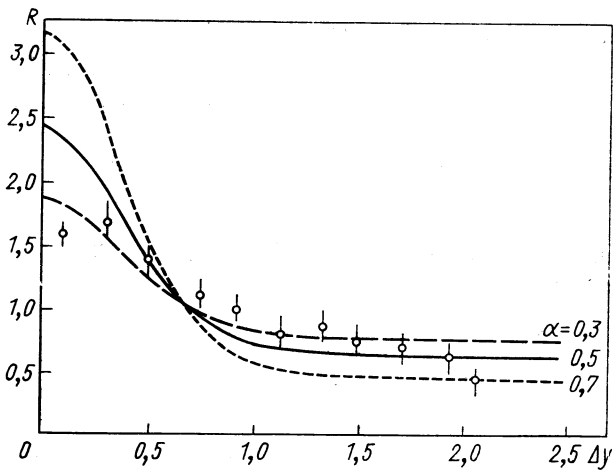


Рис. 28. Отношение $R(\Delta y)$:

теоретические кривые для $q_{\perp 2} = q_{\perp 3} = 1,05 \text{ Гэв/с}$; экспериментальные данные для $q_{\perp 2}$ и $q_{\perp 3} \geq 0,9 \text{ Гэв/с}$ [67]

Таблица 1

Функции азимутального аксептанса $A_1(\Delta\phi, c_1, c_2)$
и $A_2(\Delta\phi, c_1, c_2, c_3)$, определяемые формулами (П.27) и (П.33)
для $q_{\perp 1} = 2,5 \text{ Гэв/с}$

$q_{\perp 2}$	$A_1(\Delta\phi, c_1, c_2)$				
	$\Delta\phi = 0^\circ$	27°	45°	63°	81°
0,2	0,10	0,30	0,48	0,63	0,75
0,6	0,29	0,74	0,94	0,991	0,999
1,0	0,45	0,93	0,997	~ 1	~ 1
1,4	0,57	0,98	~ 1	~ 1	~ 1
1,8	0,65	0,995	~ 1	~ 1	~ 1
$q_{\perp 2} = q_{\perp 3}$	$A_2(\Delta\phi, c_1, c_2, c_3)$				
0,2	0,01	0,09	0,23	0,40	0,56
0,6	0,08	0,54	0,88	0,98	0,998
1,0	0,20	0,86	0,99	~ 1	~ 1
1,4	0,33	0,96	~ 1	~ 1	~ 1
1,8	0,44	0,99	~ 1	~ 1	~ 1

задней полусферы. В табл. 1 приведены значения функций аксептанса, вычисленные по формулам (П.27) и (П.33). Как и следовало ожидать, аксептанс детектора $A_2(\Delta\phi, c_1, c_2, c_3)$ для случая регистрации двух частиц в заданном интервале угла $\Delta\phi$ меньше, чем $A_1(\Delta\phi, c_1, c_2)$. При сравнении мы также учли, что не все частицы, детектируемые в задней полусфере, происходят от процесса жесткого рассеяния. Для инклюзивного распределения N мы воспользовались двухкомпонентной моделью:

$$N = \alpha N^{\text{ж. рас}} + (1 - \alpha) N^{\text{фон малых } q_{\perp}}. \quad (88)$$

Величина α считается свободным параметром.

На рисунках 26, 27 и 28 сравнивались результаты нашего расчета с данными для противоположно заряженных частиц. Вычисление проводилось для фиксированных средних значений поперечных импульсов, указанных на графиках. При разумных значениях α порядка 0,5 расчетные кривые хорошо согласуются с данными вне области $\Delta y = 0$. Ширина пика при малых Δy уменьшается с ростом $q_{\perp 2}$ и $q_{\perp 3}$, что соответствует экспериментальной ситуации. Это согласие можно интерпретировать как свидетельство в пользу существования струй в противоположной полусфере.

Эффекты, обусловленные поперечными импульсами партонов в адронах. Влияние поперечных импульсов партонов внутри адронов на процесс рождения частиц с большими p_{\perp} стали учитывать совсем недавно. С наивной точки зрения можно было бы ожидать, что поперечные импульсы партонов k_{\perp} ограничены и имеют примерно то же значение, что и импульсы адронов ($\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle} \sim 0,35 \text{ Гэв}/c$). Но существуют указания на то, что значение $\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle}$ может быть больше, чем $1 \text{ Гэв}/c$ [68]. Дополнительную независимую информацию о поперечных импульсах партонов можно получить

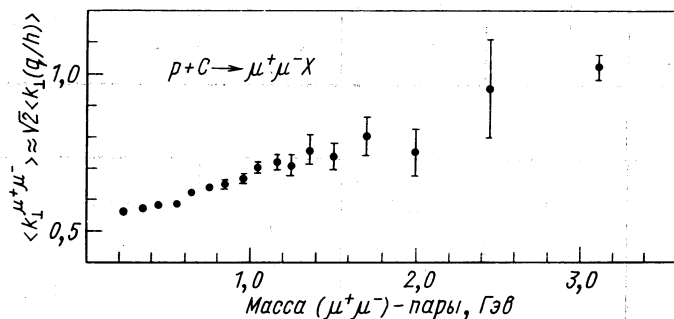


Рис. 29. Экспериментальное свидетельство в пользу наличия у партонов внутри адронов поперечных импульсов [77]

из экспериментов по рождению лептонной пары и лептон-нуклонному рассеянию [69]; поперечный импульс лептонной пары P_{\perp} непосредственно связан с поперечным импульсом партонов. Такие данные указывают на довольно большие значения импульсов k_{\perp} , средние значения которых $\langle k_{\perp} \rangle \geq 1 \text{ Гэв}/c$ [69—73] (рис. 29).

Известно также, что поперечные импульсы в адрон-адронных резонансах и (или) образованных в центральной области кластеров особенно возрастают с увеличением массы этих объектов [74]. В общем случае величина k_{\perp} может быть функцией x и массы Q лептонной пары. Для описания функциональной зависимости $k_{\perp}(x)$ предлагались различные модели [75]; в работах Ландсхоффа [76] и Гуньона [75] указывается, например, что в ковариантной партонной модели средний поперечный импульс партонов в адроне изменяется с изменением доли их продольного импульса x : значение k_{\perp} меньше вблизи $x = 0$, но возрастает до значений порядка $1 \text{ Гэв}/c$ при $x \rightarrow 1$. Рассматривались и другие типы функциональной зависимости [75]. Более того, на зависимость поперечных импульсов партонов от Q может влиять и предсказываемая асимптотически свободными калибровочными теориями зависимость от Q структур-

ных функций. В настоящее время в этом направлении ведутся довольно интенсивные исследования как теоретического характера, так и в плане сравнения предсказаний с результатами по рожде-

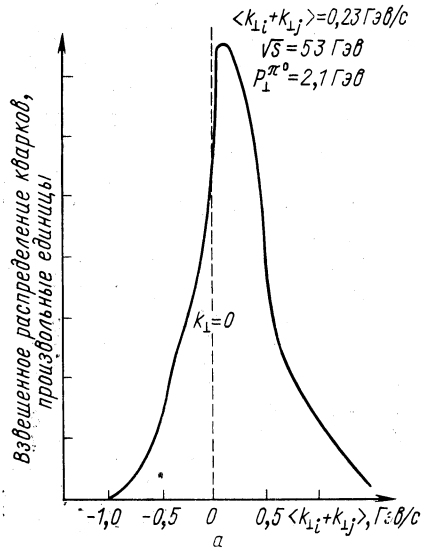
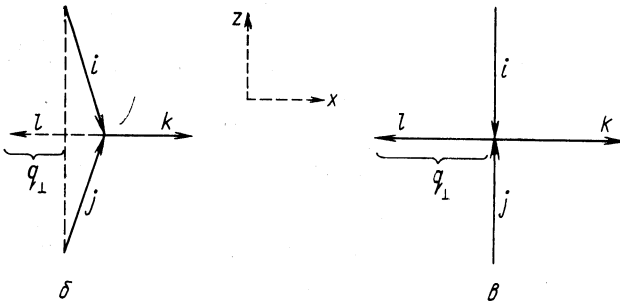


Рис. 30. Эффект триггерного смещения из-за наличия поперечных импульсов партонов (а), жесткое соударение партонов при учете (б) и без учета (в) поперечных импульсов [31]



нию лептонной пары и адрон-адронному рассеянию при больших p_{\perp} .

Значительность поперечных импульсов партонов в адронах для реакций с большими p_{\perp} следует из эффекта триггерного смещения [31,78], проиллюстрированного на рис. 30, а. Сечение жесткого рассеяния $d\sigma/dt$ быстро спадает с ростом поперечного импульса партона k , p_{\perp} по отношению к импульсу партона i . Для фиксированного импульса p_{\perp} выделенного адрона C величина $d\sigma/dt$ усиливает те конфигурации, в которых внутренние поперечные импульсы $k_{\perp i}$ и $k_{\perp j}$ направлены в сторону импульса адрона C .

Как показано на рис. 30, б, этот эффект приводит к уменьшению поперечного импульса в задней полусфере. Конфигурации на рис. 30, б относятся к одному и тому же значению поперечного импульса $P_{\perp C}$ выделенной частицы, но при конфигурации рис. 30, б этот поперечный импульс увеличивается за счет упомянутого выше механизма. По расчетам Фокса [31] этот эффект увеличивает в два раза одночастичные сечения и несколько слабее уменьшает распределения частиц задней полусферы.

Влияние поперечных импульсов партонных на форму одночастичных распределений исследовалось многими авторами [79—82]. Далее будем следовать работе [82] и рассмотрим одночастичные распределения, а также их зависимость от параметра $n_{\text{эф}}$, поскольку при учете поперечных импульсов партонных она модифицируется. На самом деле мы рассчитаем зависимость от p_{\perp} для случая одноструйного распределения; ожидается, что одночастичное распределение, обусловленное фрагментацией струи, обладает тем же степенным поведением p_{\perp}^{-n} , что и распределение струи [61, 63, 64].

При партон-партонном соударении образуются две адронные струи с большим p_{\perp} , квадрат энергии которых в партон-партонной системе покоя равен \hat{s} , а квадрат переданного импульса \hat{t} . Система двух струй, которую назовем «диструей», в адрон-адронной с. ц. м. характеризуется продольным импульсом $P_{\parallel} = (\sqrt{\hat{s}}/2)(x_1 - x_2)$ или быстротой Y и, если первоначально партонные имели поперечный импульс, поперечным импульсом $\mathbf{p}_{\perp} = \mathbf{k}_{\perp 1} + \mathbf{k}_{\perp 2}$.

Используем асимптотическую кинематику, в которой

$$\left. \begin{aligned} \hat{s} &\approx x_1 x_2 s, \\ x_1 &= \exp(Y) \sqrt{\hat{s}/s}, \quad x_2 = \exp(-Y) \sqrt{\hat{s}/s}, \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

где x_1 и x_2 доли продольного импульса партонных 1 и 2. Данная кинематика означает, что для импульсов партонных $k_{\parallel i} \gg k_{\perp i}$.

Сечение рождения диструи, выраженное через партонные распределения $q(x, k_{\perp}) = (1/x) \mathcal{F}(x, \mathbf{k}_{\perp})$, в случае, когда быстрота диструи $Y \approx 0$, а образующиеся струи регистрируются при $\vartheta = 90^\circ$ в с. ц. м., имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\hat{S} dY d^2 P_{\perp}} \approx \frac{\text{const}}{\hat{s}^{n/2}} \sum_{i,j} \int d^2 k_{\perp} \mathcal{F}_i(x_1, \mathbf{k}_{\perp}) \mathcal{F}_j(x_2, \mathbf{P}_{\perp} - \mathbf{k}_{\perp}). \quad (90)$$

Ограничим рассмотрение кинематической областью $\hat{s} \gg 1 \text{ Гэв}^2$ и $\hat{s} \gg P_{\perp}^2$. При численных расчетах будем использовать $n = 4$ и 8.

Для исследования влияния поперечных импульсов партонных на процесс рождения струи зависимость выражения (90) от P_{\perp}

более существенна, чем зависимость от Y или P_{\parallel} . Изменяя зависимость от P_{\parallel} , можно тем не менее ожидать значительные эффекты, обусловленные импульсами партонов k_{\perp} . В частном случае изотропного распределения дистрибуции (90) можно точно рассмотреть кинематику распада ее на две струи [83]. Для дальнейшего рассмотрения аппроксимируем сечение дистрибуции (90) изотропным сечением $(Ed^4\sigma/ds d^3P)_{\text{изотр}}$, которое совпадает с выражением (90) при $\vartheta = 90^\circ$ ($Y = 0$).

Из изотропного распределения дистрибуции легко получить распределение по энергии для дистрибуции $d\sigma/ds dE$. Если в системе покоя дистрибуция изотропно распадается на две струи i и j с импульсами $|\mathbf{p}_i^*| = |\mathbf{p}_j^*| = V\sqrt{s}/2$, характеризуемые полярными углами ϑ_i и $\vartheta_j = \vartheta_i + \pi$, то распределение струи i в системе центра масс определяется выражением [83]

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon^*} = \int_{E_0=\varepsilon+V\sqrt{s}/4\varepsilon}^{E_1=V\sqrt{s}/2} dE d\hat{s} \frac{d\sigma}{d\hat{s} dE} \frac{1}{P}. \quad (91)$$

Выражение (91) будем использовать лишь в случае рождения струй при $\vartheta = 90^\circ$ в с. ц. м. Из него вытекает следующее представление для инвариантного распределения одной струи:

$$\varepsilon (d\sigma/d^3p_i) \Big|_{\substack{\vartheta=90^\circ \\ p_{i\perp}=p_{i\perp}}} = (1/2\pi p_i) d\sigma/d\varepsilon_i. \quad (92)$$

Вычисления проведем для факторизованных структурных функций

$$\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_{\perp}) = F(x) g(k_{\perp}), \quad (93)$$

пренебрегая далее зависимостью функции $g(k_{\perp})$ от x .

При исследовании эффекта поперечных импульсов партонов воспользуемся следующими распределениями:

а) гауссовым распределением

$$g(k_{\perp}^2) = (1/2\pi\sigma^2) \exp(-k_{\perp}^2/2\sigma^2), \quad (94)$$

для которого

$$\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle} = \sqrt{2} \sigma;$$

б) степенным распределением

$$g(k_{\perp}^2) = (N/\pi) (m^2)^{N-1} (k_{\perp}^2 + m^2)^{-N}, \quad (95)$$

которое для $N \geq 3$ приводит к соотношению

$$\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle} = [N/(N^2 - 3N + 2)]^{1/2} m;$$

в) экспоненциальным распределением

$$g(k_{\perp}^2) = (a^2/2\pi) \exp(-ak_{\perp}), \quad (96)$$

для которого

$$\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle} = 6/a^2.$$

При гауссовом распределении (94) интегрирования по E и k_{\perp} могут быть выполнены аналитически, и в результате получим для спектра струи при $\phi = 90^\circ$ выражение вида

$$\begin{aligned} \varepsilon_i \frac{d^3\sigma}{d^3p_i} \Big|_{\phi=90^\circ} &= \frac{1}{2\pi P_{i\perp}} \frac{\text{const}}{2\pi} \int \frac{d\hat{s}}{\hat{s}^{n/2}} \exp \left[-\frac{1}{4\sigma^2} \left(p_{i\perp} - \frac{\hat{s}}{4p_{i\perp}} \right)^2 \right] \times \\ &\times \frac{1}{\sqrt{4\pi}\sigma} F_1 \left(\sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} \right) F_2 \left(\sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} \right). \end{aligned} \quad (97)$$

Асимптотическая оценка данного интеграла при условии, что $F_i(\sqrt{\hat{s}/s}) = \text{const}$, приводит к выражению

$$\varepsilon d^3\sigma/d^3p \sim 1/p_{\perp}^n.$$

Таким образом, в асимптотике показатель степени n не изменяется. Численные расчеты при конечных значениях s и p указывают на то, что при разумных значениях средних $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ величина $n_{\text{эф}}$ существенно не изменяется. В качестве иллюстрации приведем графики отношения

$$R(\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle}) = \frac{\varepsilon \frac{d^3\sigma}{d^3p_i} \Big|_{\langle k^2 \rangle \neq 0}}{\varepsilon \frac{d^3\sigma}{d^3p_i} \Big|_{\langle k^2 \rangle = 0}} \quad (98)$$

(рис. 31, а) и эффективного показателя степени $n_{\text{эф}}$ (рис. 31, б) для экспоненциального распределения (96). Распределения (94) и (95) приводят к аналогичным результатам. В данном примере было использовано выражение для сечения жесткого рассеяния, спадающего как p_{\perp}^{-4} (обмен глюоном); такие же результаты получаются и при больших значениях n .

Как видно из приведенных кривых, в зависимости от значения p_{\perp} , энергии соударения \sqrt{s} и фактического значения среднего поперечного импульса партона $\sqrt{\langle k^2 \rangle}$ одноструйное распределение

при больших p_{\perp} увеличивается в 2—3 раза. Согласно прежним результатам [61, 63, 64] ожидается, что и одночастичный спектр будет изменяться таким же образом.

Влияние поперечных импульсов партонов на [корреляции частиц при больших значениях p_{\perp} исследовалось в работах [79, 80]. Было найдено, что двухчастичное сечение для задней полу-

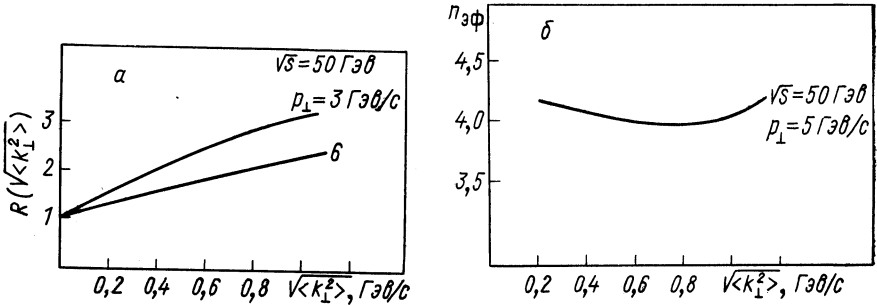


Рис. 31. Эффекты поперечных импульсов партонов как функции $\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle}$ для экспоненциального распределения [96]: а — функция $(R \langle k_{\perp} \rangle)$; б — эффективный показатель степени $n_{\text{эф}}$ для сечения $\sim p^{-n_{\text{эф}}}$ в случае больших p_{\perp} [82]

сферы не очень сильно зависит от поперечных импульсов партонов. Кроме того, такие распределения, как dN/dp_{out} и dN/dx_e при $\sqrt{s} = 50 \text{ ГэВ}$, хорошо описываются даже при больших значениях среднего импульса партона $\langle k_{\perp} \rangle$ равных $500 \text{ МэВ}/c$; тем не менее эффект нарушения скейлинга, обнаруженный при измерении последней величины, очевидно, нельзя объяснить только поперечным движением партонов [80].

Ассоциативные множественности передней и задней полусфер. Вычислим сначала множественность адронов в струях. Интегрируя распределение (79) по всем интервалам y , ϕ и q_{\perp} , получим множественность адронов струи

$$\begin{aligned} \langle n \rangle_J &= \int \frac{d^3 n(\hat{s})}{dy d\phi q_{\perp} dq_{\perp}} dy d\phi q_{\perp} dq_{\perp} = \\ &= A \left(\frac{\sqrt{s}}{2} \right) (F+1) \int_{b'/ch \hat{Y}_J}^{P_{\perp}} q_{\perp} e q_{\perp} \frac{1}{q_{\perp}^2} \left(1 - \frac{q_{\perp}}{P_{\perp}} \right)^F \times \\ &\times \int_{\hat{Y}_J - \Delta}^{\hat{Y}_J + \Delta} dy \int_{\Phi_J - \frac{\pi}{2}}^{\Phi_J + \frac{\pi}{2}} \frac{1}{c \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(\phi - \Phi_J)^2}{c^2} \right] \frac{1}{c \sqrt{\pi}} \exp \left[\frac{(y - Y_J)^2}{c^2} \right]. \quad (99) \end{aligned}$$

Поперечный импульс q_{\perp} изменяется в пределах

$$b' / \text{ch } \hat{Y}_J < q_{\perp} < P_{\perp}, \quad P_{\perp} = \hat{E}_J / \text{ch } \hat{Y}, \quad \hat{E}_J = \sqrt{\hat{s}}/2, \quad (100)$$

где b' — нижний предел импульсов для системы струи. Кроме того, величина Δ , появляющаяся в пределах интегрирования по y , определяется как

$$\Delta = \text{arch} \left(\hat{E}_J / \sqrt{q_{\perp}^2 + m^2} \right) - \hat{Y}_J = \Delta(q_{\perp, 2}), \quad (101)$$

где m — масса частицы.

Приближенное интегрирование, при котором пределы интегрирования по y и ϕ стремятся к бесконечностям, дает при $F = 1$ или 2

$$\langle n \rangle_J = (F + 1) \left[\ln \frac{\hat{E}_J}{b'} - F \left(1 - \frac{b'}{\hat{E}_J} \right) + \frac{1}{2} (F - 1) \left(1 - \frac{b'^2}{\hat{E}_J^2} \right) \right]. \quad (102)$$

В Приложении 3 по аналогии с этим определяется двухчастичное распределение для фрагментации струи.

Проведем расчет множественностей, относящихся к случаю одной выделенной частицы с большим поперечным импульсом. Регистрируемая частица характеризуется поперечным импульсом q_{\perp} и быстротой y ; вычислим число сопутствующих частиц для данной быстроты y , проинтегрированное по всем поперечным импульсам q_{\perp} в интервале данного аксептанса по азимутальному углу ϕ в передней полусфере или в полусфере, противоположной регистрируемой частице. Эти ассоциативные множественности будут детально исследованы в рамках модели жестких соударений, рассматривающей частицы двух струй. Ассоциативные множественности изучались в работе Абада и др. [84].

В данной работе подробно рассмотрены ассоциативные множественности за счет фона с малыми q_{\perp} , а для компоненты с большими q_{\perp} использовалось лишь соотношение

$$\langle n \rangle_J \sim \langle P_{\perp} \rangle, \quad (103)$$

т. е. множественность при фрагментации одной струи пропорциональна среднему поперечному импульсу струй.

Более детально остановимся на рассмотрении множественностей, обусловленных струями с большими P_{\perp} , при этом рассмотрение будет согласовано с представлением (79) для функций фрагментации струй.

Существуют две возможности расчета множественностей струй для реакций с большими q_{\perp} .

1. Струи рассматриваются в с. п. м., относящейся к элементарному акту соударения двух партонов. Такие струи характеризуются энергией $\sqrt{\hat{s}}/2$ и множественностями струй (102).

2. Рассмотрение струй производится в с. ц. м., относящейся к полному соударению. Тогда энергия струи отлична от $\sqrt{\hat{s}}/2$, а следовательно, отлична по сравнению со случаем (1) и множественность струи.

Далее остановимся на первом варианте, поскольку полная множественность в этом случае согласуется с множественностью, наблюдаемой в e^+e^- -аннигиляции, описываемой с помощью кваркоподобных струй.

После этих предварительных рассуждений приведем выражения для ассоциативных множественностей в передней и задней полусферах (только двухструйной компоненты). Обсудим сначала множественность в задней полусфере, поведение которой оказывается более простым. Начнем с основной формулы (II.29) для распределения одной выделенной частицы и одной частицы задней полусферы. Для того чтобы вычислить множественность, обусловленную струей задней полусферы, заменим под интегралом функцию фрагментации струи задней полусферы выражением (102) для множественности струи.

Интегралы по $d\phi_2$ и $d\Phi$ в конечном выражении факторизуются при замене в члене, содержащем азимутальный угол, величины $q_{\perp 2}$ ее средним значением. Они приводят к функции азимутального аксептанса $A_1(\Delta\phi, c_1, c_2 = b/\langle q_{\perp 2} \rangle)$, определенной формулой (II.27). Окончательно, чтобы получить ассоциативную множественность, нужно разделить результат на распределение выделенной частицы:

$$\langle n_2(s, y_2, q_{\perp 1}, y_1, \phi_1 = 0; \Delta\phi) \rangle_0 =$$

$$A_1\left(\Delta\phi, c_1, \frac{b}{\langle q_{\perp 2} \rangle}\right) \int_{q_{\perp 1}}^{\sqrt{\hat{s}}/2} dP_{\perp} \int_{Y_{0_1}}^{Y_{0_2}} dY_0 \int_{Y_{S_2}}^{Y_{S_1}} dY_S \frac{d^3\sigma_J}{dY_S dY_0 dP_{\perp}} \frac{d^3n_S(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dy_1 d\phi_1} \Big|_{\phi_1=0} \langle n_0(\hat{s}, y_2) \rangle_J$$

$$\int_{q_{\perp 1}}^{\sqrt{\hat{s}}/2} dP_{\perp} \int_{Y_{S_1}}^{Y_{S_2}} dY_S \int_{Y_{0_1}}^{Y_{0_2}} dY_0 \frac{d^3\sigma_J}{dY_S dY_0 dP_{\perp}} \frac{d^3n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dy_1 d\phi_1} \Big|_{\phi_1=0}$$

(104)

где

$$\langle n_0(\hat{s}, y_2) \rangle_J = \langle n_0(n_0(\hat{s})) \rangle \frac{1}{\sqrt{\pi} b / \langle q_{\perp 2} \rangle} \exp \left[-\frac{(y_2 - Y_0)^2}{(b / \langle q_{\perp 2} \rangle)^2} \right]. \quad (105)$$

В знаменателе мы выполнили интегрирование по $d\Phi$; для больших $q_{\perp 1}$ оно дает приближенно единицу. В представление для множественности струи $\langle n_0(\hat{s}, y_2) \rangle_J$ мы подставили выражение (102); в качестве функции фрагментации струй использовали формулу

(79), проинтегрированную по Φ_J , а вместо функции образования струй подставили выражение (39), относящееся к жесткому рассеянию. Ограничимся рассмотрением элементарного процесса $q + q \rightarrow q + q \rightarrow \text{струя} + \text{струя}$. В качестве функций распределе-

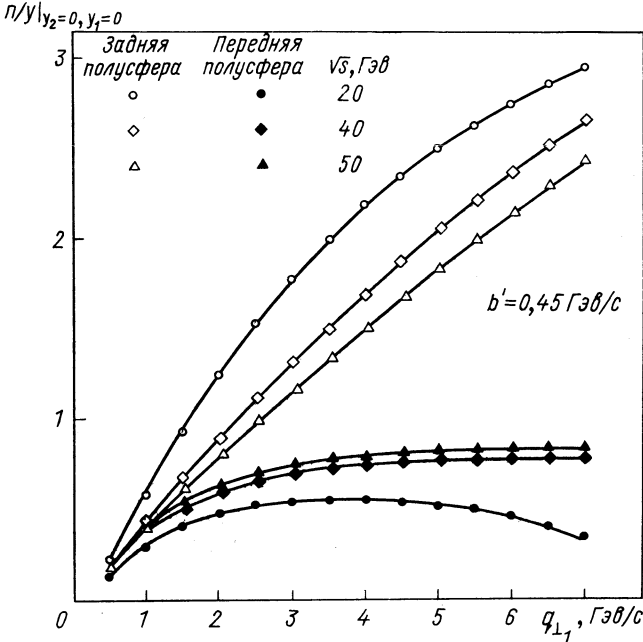


Рис. 32. Теоретические кривые множественностей в передней и задней полусферах на единицу быстроты при $y_2 = y_1 = 0$ как функции поперечного импульса $q_{\perp 1}$ выделенной частицы [формулы (94) и (97)] [67]

ний кварков $f_{iA}(x)$ воспользуемся результатом подгонки Баргера и Филлипса [42], а для $d\sigma_{ij}/d\hat{t}$ примем эмпирическую параметризацию Крипфганца и Ранфта [52]:

$$\left. \begin{aligned} d\sigma_{ij}/d\hat{t} &\sim f(\eta)/\hat{s}^4; \\ f(\eta) &= (1 + \eta + 1/\eta)^3. \end{aligned} \right\} \quad (106)$$

Для описанных подынтегральных функций числитель и знаменатель выражения (104) приходится оценивать численно.

Для ассоциативных множественностей передней полусферы используем аналогичные приближения, при этом рождение и фрагментация струи будут описываться так же, как и выше. Окон-

чатательное выражение ассоциативной множественности в передней полусфере имеет вид

$$\langle n_2(s, y_2, q_{\perp 1}, y_1; \varphi_1 = 0; \Delta\phi) \rangle_s =$$

$$A_1 \left(\Delta\phi, c_1, c_2, \frac{b}{\langle q_{\perp 2} \rangle} \right) \int_{q_{\perp 2}}^{\sqrt{s}/2} dP_{\perp} \int_{Y_0}^{Y_{02}} dY_0 \int_{Y_{S1}}^{Y_{S2}} dY_S \frac{d^3\sigma_J}{dY_S dY_0 dP_{\perp}} \left\{ \frac{d^3 n_s(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dy_1 d\varphi_1} \Big|_{\varphi_1=0} \langle n_s(\hat{s}, y_2) \rangle_J \right\}$$

$$= \int_{q_{\perp 1}}^{\sqrt{s}/2} dP_{\perp} \int_{Y_{01}}^{Y_{02}} dY_0 \int_{Y_{S1}}^{Y_{S2}} dY_S \frac{d^3\sigma_J}{dY_S dY_0 dP_{\perp}} \frac{d^3 n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dy_1 d\varphi_1} \Big|_{\varphi_1=0}$$

(107)

Выражение в скобках определяется формулой (П.37). Интегралы в формуле (107) опять-таки оцениваются численно.

На рис. 32 отложены ассоциативные множественности (104) и (107) в передней и задней полусферах для $y_1 = y_2 = 0$ как

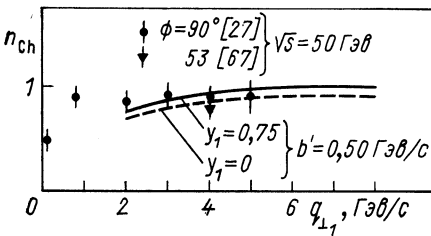


Рис. 33. Сравнение множественности заряженных частиц передней полусферы как функции поперечного импульса выделенной частицы $q_{\perp 1}$ с данными работы [27] и [67]

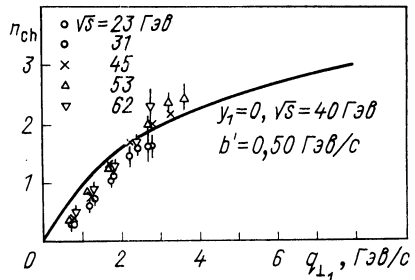


Рис. 34. Сравнение множественности заряженных частиц задней полусферы как функции поперечного импульса этой частицы $q_{\perp 1}$ с данными работы [17, 67]

функции поперечного импульса $q_{\perp 1}$ регистрируемой частицы для трех значений величины \sqrt{s} .

Ассоциативная множественность в передней полусфере мала и не зависит от поперечного импульса регистрируемой частицы; ассоциативная множественность в задней полусфере в области $q_{\perp 1}$, представляющей в настоящее время интерес, растет приблизительно линейно с увеличением $q_{\perp 1}$. Этот результат служит подтверждением гипотезы (103) Абада и др. [84].

На рис. 33 мы сравниваем результаты, получаемые интегрированием выражения (107) по y_2 с данными, взятыми из работы [27].

На рис. 34 проведено сравнение предсказаний формулы (104), проинтегрированной по y_2 , с данными работы [17].

Согласие с полученными к настоящему времени данными показывает, что абсолютная величина, а также зависимость ассоциативных множественностей от поперечного импульса выделенной частицы и скорости могут быть последовательно описаны в рамках модели жестких соударений.

3. НЕКОТОРЫЕ МОДЕЛИ ЖЕСТКИХ СОУДАРИЙ

Мы обсудим несколько известных к настоящему времени моделей жестких соударений.

1. Кварк-кварковое упругое рассеяние, $qq \rightarrow qq$ (рис. 35, а). Составляющие i, j, k и l представляют собой u -, d -, s -кварки или антикварки $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ в адронах. Первоначально данная модель была

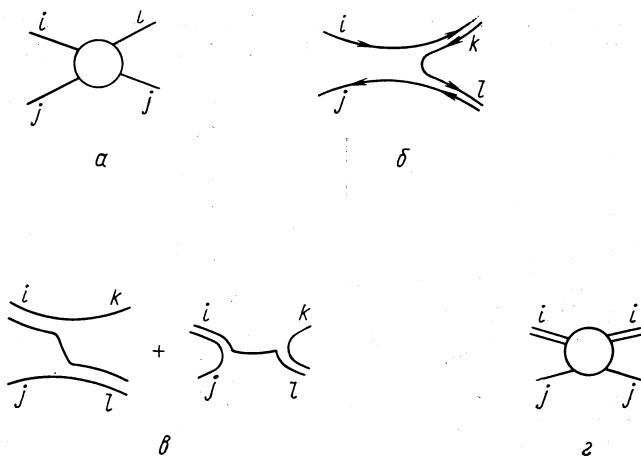


Рис. 35. Четыре модели жестких соударений:

а — $qq \rightarrow qq$; б — $q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$; в — $qM \rightarrow Mq$ (СИМ); г — $qM \rightarrow qM$ (обмен глюоном)

предложена Берманом, Бьеркеном и Когутом [45] и подробно исследована Эллисом и Кислингером [47].

В соответствии с размерным анализом ожидается, что одночастичное инклюзивное сечение ведет себя подобно

$$Ed^3\sigma/d^3p \approx (1/p_{\perp}^4) f(x_{\perp}, \theta_{ст}). \tag{108}$$

Однако эксперимент указывает на поведение типа p_{\perp}^{-8} [см. формулы (1) и (2)]. Поэтому на некоторое время модель была забыта. Вполне возможно, что поведение p_{\perp}^{-4} наблюдаемо лишь при больших значениях p_{\perp} или что истинное поведение p_{\perp} -распределения

удастся установить в экспериментах по измерению одноструйных распределений с помощью струйных детекторов. Но есть модели, в которых поведение типа p_{\perp}^{-8} следует из сохранения энергии — импульса [85].

Иная возможность объяснения экспериментального поведения сечения была рассмотрена в работах Хуа, Списбаха и Тенера [86] и Фишбаха и Лука [87]. Эти авторы предложили ввести форм-факторы кварков, что позволило им описать таким способом экспериментальные данные по однопартонному рождению. Недавно эта модель была с успехом возрождена Филдом и Фейнманом [51], использовавшим чисто феноменологические формулы для сечений кварк-кваркового упругого рассеяния, пренебрегая результатами размерного анализа.

2. Слияние пары кварк-антикварк в мезоны, $q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$ (см. рис. 35, б). Составляющие i -кварки u, d, s , а составляющие j -антикварки $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$. Выходящие составляющие k и l несут мезонные квантовые числа, соответствующие квантовым числам входящих кварков и антикварков, а также всех остальных, отмеченных на рис. 35, б кварковыми линиями.

Эта модель была предложена Ландсхоффом и Полингхорном [58] (см. также обзоры [78] и [88]). В соответствии с правилами размерного анализа эта модель предсказывает правильное поведение p_{\perp}^{-8} .

3. Модель обмена составляющей (СМ) кварк — мезон \rightarrow мезон — кварк, $qM \rightarrow Mq$ (см. рис. 35, в). Рождение мезона рассмотрено на рис. 35, в, где составляющие j и k являются кварками u, d, s или антикварками $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$. Составляющие i и l — мезоны с квантовыми числами, соответствующими квантовым числам других кварков и кварков j и k , отмеченных на рис. 35, в кварковыми линиями. Эта модель была предложена Бланкенбеклером, Бродским и Гунионом [89] (см. также [48, 90, 91]). Правила размерного анализа дают для сечения мезонного рождения зависимость типа p_{\perp}^{-8} , что подтверждается экспериментально. Бродский и Гунион [91] сравнили предсказания формул (50) — (53), следующих из анализа размерностей, с экспериментальными данными. Результаты их сравнения приведены в табл. 2, заимствованной из работы Фокса [31]; рядом приводятся предсказания модели 1 кварк-кваркового упругого рассеяния, точнее варианта этой модели, предложенного в работе [51].

4. Кварк-мезонное рассеяние с обменом глюоном, $qM \rightarrow qM$ (см. рис. 35, г). Составляющая i — кварк или антикварк; j переносит квантовые числа мезона [33, 52].

Мы рассмотрим два варианта каждой из моделей 2, 3, 4 для мезонных или барионных составляющих, участвующих в процессе жесткого соударения:

Поведение одночастичных распределений в моделях жесткого рассеяния [31]

Наблю- даемая реакция	Процесс жесткого рассеяния		Сечение рассеяния при $\theta = 90^\circ$; сечение рождения для $pp \rightarrow p_0$		
	qq -рассеяние	SIM	qq -рассеяние	SIM	Экспери- ментальные данные [12,21]
$pp \rightarrow \pi^0, \pi^+$	$qq \rightarrow qq$ $q \rightarrow \pi$	$qM^* \rightarrow qM^*$ $M^* \rightarrow \pi$	*	**	**
$pp \rightarrow \pi^-$	$qq \rightarrow qq$ $q \rightarrow \pi^-$	$qM^* \rightarrow qM^*$ $M^* \rightarrow \pi^-$	$(1-x_\perp)$	(?)	$(1-x_\perp)^{0,9}$
$pp \rightarrow \eta$	$qq \rightarrow qq$ $q \rightarrow \eta$	$qM^* \rightarrow qM^*$ $M^* \rightarrow \eta$	$\sim 0,5$	const	$\sim 0,5$
$pp \rightarrow K^+$	$qq \rightarrow qq$ $q \rightarrow K^+$	$qM^* \rightarrow qM^*$ $M^* \rightarrow K^+$	const	const	$\sim 0,5$
$pp \rightarrow K^-$	$qq \rightarrow qq$ (s, \bar{u})-кварк \rightarrow $\rightarrow K^-$	$qM^* \rightarrow qM^*$ $M^* \rightarrow K^-$	$(1-x_\perp)^4$	$(1-x_\perp)^4$	$(1-x_\perp)^{2,9}$
	u -кварк $\rightarrow K^-$	$\bar{q}\bar{q} \rightarrow K^+K^-$	$(1-x_\perp)^2$	$(1-x_\perp)^2$	
$pp \rightarrow \bar{p}$	$\bar{q}\bar{q} \rightarrow \bar{q}\bar{q}$ $\bar{q} \rightarrow \bar{p}$	$qM^* \rightarrow qM^*$ $M^* \rightarrow \bar{p}$	$(1-x_\perp)^7$	$(1-x_\perp)^6$	$(1-x_\perp)^{5,4}$
	$qq \rightarrow pq$ $q \rightarrow \bar{p}$	$\bar{q}\bar{q} \rightarrow B^*\bar{B}^*$ $\bar{B}^* \rightarrow \bar{p}$	$(1-x_\perp)^7$	$p_\perp^{-4}(1-x_\perp)^2$	
$pp \rightarrow p$	$qp \rightarrow qp$		$p_\perp^{-4}(1-x_\perp)^{-4}$		$p_\perp^{-3,2}$
	$qq \rightarrow qq$ $q \rightarrow p$	$qB^* \rightarrow qB^*$ $B^* \rightarrow p$	$(1-x_\perp)^3$	$p_\perp^{-4}(1-x_\perp)^{-2}$	$(1-x_\perp)^{-2}$
	$q(qq) \rightarrow q(qq)$ $(qq) \rightarrow p$		$p_\perp^{-4}(1-x_\perp)^{-2}$		
$\pi^- p \rightarrow \pi^0$	$qq \rightarrow qq$ $q \rightarrow \pi^0$	$qM^* \rightarrow qM^*$ $M^* \rightarrow \pi^0$	$(1-x_\perp)^{-3}$	$(1-x_\perp)^{-2}$	$(1-x_\perp)^{-1,6}$

* Кварк-кварковое рассеяние должно быть подогнано так, чтобы обеспечить p_\perp -зависимость; в этом случае получается правильное предсказание для зависимости от x_\perp .

** SIM естественно предсказывает правильные зависимости от p_\perp и x_\perp .

а) регистрируемый мезон может быть одним из мезонов, образованных непосредственно в процессе жесткого соударения;

б) регистрируемый мезон образовался в результате фрагментации составляющих с мезонными или кварковыми квантовыми числами. В обычных экспериментах из-за отбора триггером событий специального вида доля наблюдаемых, не участвовавших во фрагментации, мезонов завышается.

Для моделей 1—4 необходимо задавать распределения кварков и антикварков в адронах. Для моделей 3 и 4 кроме этого надо знать и распределение адронных составляющих в адронах. В качестве функции распределения импульсов партонов i -го типа в адроне A используем функцию $F_A^i(x)/x$. Распределения кварк-партонов в адронах могут быть определены из экспериментов по глубоконеупругому лептон-адронному рассеянию. В этом смысле при расчете реакции для больших p_{\perp} они не являются свободными функциями. Правда, в настоящее время знание этих функций оказывается неудовлетворительным.

Выделение функций распределения кварков и антикварков в протонах и нейтронах из данных по глубоконеупругому рассеянию проводилось во многих работах [41, 42, 52, 92—96].

Следует признать, что полученные к настоящему времени распределения содержат большие неопределенности. Из экспериментальных данных по eN -, μN - и νN -соударениям [90] известно, что по переменной x скейлинг нарушается. В то же время данные по рассеянию мюонов и нейтрино при энергиях, больших энергий СЛАКа, не приводят пока к такой согласованной картине. Поэтому далее будем пользоваться распределениями, обладающими точным скейлингом. За несколькими исключениями, о которых еще будет сказано, вычисленные нами распределения оказываются почти нечувствительными к точной форме кварковых распределений и в значительной мере зависят от сечения жесткого рассеяния. Особенно ненадежно определяются из существующих данных распределения «морских» кварков. Мак-Элани и Туан [41] параметризовали распределение кварков «моря» функцией

$$P_A^z(x) = s(x)/x, \quad s(x) = 0,1(1-x)^{7/2}. \quad (109)$$

Баргер и Филлипс [42] предложили

$$s(x) = 0,145(1-x)^9. \quad (110)$$

Правила размерного анализа дают

$$s(x) \sim (1-x)^7. \quad (111)$$

Из данных по лептонным реакциям невозможно извлечь распределений кварков в мезонах. Вместо этого приходится использо-

вать распределения, получающиеся из размерных соображений [93]. Например, для π^+ -мезона эти распределения имеют вид

$$F_{\pi^+}^u(x) = F_{\pi^+}^{\bar{d}} = 2x(1-x) + 0,2(1-x)^5; \quad (112)$$

$$F_{\pi^+}^d(x) = F_{\pi^+}^{\bar{u}} = F_{\pi^+}^s(x) = F_{\pi^+}^{\bar{s}} = 0,2(1-x)^5. \quad (113)$$

Наконец для моделей 3 и 4 остается еще задать функции распределения пионов в адронах. Эти распределения опять-таки определяются очень ненадежно. Для нахождения формы этих распределений можно воспользоваться лишь размерными соображениями.

В табл. 3 приведены функции распределений $F_A^{(i)}(x)$ [33]. Для моделей 1, 3 и 4 нам понадобятся функции фрагментации кварк-партонов в адроны. Для моделей 2, 3 и 4 необходимы функции фрагментации для составляющих с мезонными квантовыми числами.

В табл. 4, взятой из работы [33], приведены функции фрагментации партонов. Распределения для s - и \bar{s} -кварков в табл. 4 выбраны в соответствии с предположением о том, что все распределения для подавленных распадов типа $u \rightarrow \pi^-$, $d \rightarrow \pi^+$, $s \rightarrow \pi^\pm$ и т. п. тождественны [51]. Для фрагментации мезонных составляющих i в мезоны C выбираем распределения по импульсам мезонов C в виде [62]

$$P_C^i(z) = (1/z) G_C^i(z) + K \delta_{ic} \delta(1-z), \quad (114)$$

где параметр K определяет долю мезонов, не фрагментирующих далее. Эта величина мала [62], поэтому нефрагментационный член будем учитывать лишь для выделенного пиона, так как в этом случае вклад его увеличивается за счет отбора триггером событий специального вида.

В качестве функций фрагментации мезонов в мезоны $G_C^i(z)$ используем выражения, получающиеся из размерного анализа (см. табл. 4).

Обычно предполагается, что сечение партон-партонного рассеяния в соответствии с правилами размерного анализа должно иметь вид

$$d\sigma/d\hat{t} \approx (1/\hat{s}^n) f(\hat{t}/\hat{s}). \quad (115)$$

Экспериментально наблюдаемое поведение одночастичных распределений при больших переданных импульсах требует, чтобы $n \approx 4$. Выдвинутая первоначально модель кварк-кваркового рассеяния с обменом глюоном давала $n = 2$ и не согласовалась с экспериментом. При рассмотрении механизма $A, qq \rightarrow qq$, не будем обращаться к тому множеству возможных форм для $d\sigma/d\hat{t}$, о которых

Таблица 3

Распределения по импульсам $F_A^i(x)$ составляющих в адроне A^*

$i \backslash A$	p	\bar{p}	n	π^+	π^-
π^+	$(1-x)^5(1-4x)$	$(1-x)^5$	$(1-x)^5$	1	$(1-x)^7$
π^-	$(1-x)^5$	$(1-x)^5(1+4x)$	$(1-x)^5(1+4x)$	$(1-x)^7$	1
π^0	$(1-x)^5(1+2x)$	$(1-x)^5(1+2x)$	$(1-x)^5(1+2x)$	$(1-x)^3$	$(1-x)^3$
u	$u_v(x)+s(x)$	$s(x)$	$d_v(x)+s(x)$	$\frac{2x(1-x)}{+0,2(1-x)^5}$	$0,2(1-x)^5$
d	$d_v(x)+s(x)$	$s(x)$	$u_v(x)+s(x)$	$0,2(1-x)^5$	$\frac{2x(1-x)}{+0,2(1-x)^5}$
s	$s(x)$	$s(x)$	$s(x)$	$0,2(1-x)^5$	$0,2(1-x)^5$
\bar{u}	$s(x)$	$u_v(x)-s(x)$	$s(x)$	$0,2(1-x)^5$	$\frac{2x(1-x)}{+0,2(1-x)^5}$
\bar{d}	$s(x)$	$d_v(x)+s(x)$	$s(x)$	$\frac{2x(1-x)}{+0,2(1-x)^5}$	$0,2(1-x)^5$
\bar{s}	$s(x)$	$s(x)$	$s(x)$	$0,2(1-x)^5$	$0,2(1-x)^5$

* В качестве распределений $u_v(x)$, $d_v(x)$ и $s(x)$ можно использовать параметризации Баргера и Филлипса [42] и Мак-Элани и Туана [41]. Функция $F_A^i(x)$ определяется соотношением, аналогичным (27): $P_A^i(x) = (1/x) F_A^i(x)$ [33].

говорится в работе Эллиса и Кислингера [47], и вместо этого используем выражения для сечений жесткого кварк-кваркового рассеяния, полученного чисто феноменологически в работах [51, 52, 86, 87, 97], в которых в соответствии с требованием эксперимента степень $n = 4$.

В табл. 5 приведены некоторые встречающиеся в литературе формы сечения $d\sigma/d\hat{t}$ для моделей 1, 2, 4. В работе [33] проводился анализ корреляций частиц задней полусферы. Используя

Таблица 4

Распределения по импульсам адронов C , образующихся в результате фрагментации партона i [функция $G_C^i(z)$ определена соотношением (27)]

$i \backslash C$	π^+	π^-	π^0
π^+	$1,6(1-z)^3$	$1,6(1-z)^7$	$1,6(1-z)^3$
π^-	$1,6(1-z)^7$	$1,6(1-z)^3$	$1,6(1-z)^3$
π^0	$1,6(1-z)^3$	$1,6(1-z)^3$	$1,6(1-z)^3$
u	$\frac{2}{3} - \frac{4}{15}z - \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{2}{3}z$
d	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z - \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{4}{15}z - \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{2}{3}z$
s	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$
\bar{u}	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{4}{15}z - \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{2}{3}z$
\bar{d}	$\frac{2}{3} - \frac{4}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{2}{3}z$
\bar{s}	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$	$\frac{2}{3} - \frac{16}{15}z + \frac{2}{5}z^{8/3}$

параметризацию, предложенную в работе [52], получим

$$\left. \begin{aligned} d\sigma/d\hat{t} &= (1/\hat{s}^4) g(\eta); \\ d\sigma/d\hat{u} &= (1/\hat{s}^4) g(1/\eta); \\ \eta &= \frac{-t/\hat{s}}{1+\hat{t}/\hat{s}} = \operatorname{tg}(\theta_1/2) \operatorname{ctg}(\theta_2/2); \end{aligned} \right\} \quad (116)$$

$$g(\eta) + g(1/\eta) = (a + \eta + 1)^N, \quad a > 0, \quad (117)$$

Таблица 5

Сечения партон-партонного жесткого рассеяния в случае различных

$$\text{моделей жестких соударений } \eta = \frac{-\hat{t}/s}{1+\hat{t}/s} = \text{tg } \frac{\theta_1}{2} \text{ctg } \frac{\theta_2}{2}$$

(модели, отмеченные (*), зависят не только от \hat{t}/s)

Модель жесткого соударения	$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{1}{s^4} f\left(\frac{\hat{t}}{s}\right)$	$f\left(\frac{\hat{t}}{s}\right) = g(\eta)$	Замечания и ссылки
1: $qq \rightarrow qq$	$\approx \frac{1}{s^4} \frac{(\hat{s}^2 + \hat{u}^2) \hat{s}^2}{\hat{t}^4} \quad (1.1)$	$\left[\left(1 + \frac{1}{\eta}\right)^2 + \frac{1}{\eta^2} \right] \left(1 + \frac{1}{\eta}\right)^2$	[51], форм-факторы кварков
*	$= \frac{1}{s^4} \frac{\hat{s}^3}{(-\hat{t})^3} \cdot 2,3 \times 10^6 \text{ мкбГэв}^2 \quad (1.2)$	$\left(1 + \frac{1}{\eta}\right)^3$	[97], отдается предпочтение в [51]
	$\approx \frac{1}{s^4} \frac{\hat{s}^2}{(-\hat{t})^2} \quad (1.3)$	$\left(1 + \frac{1}{\eta}\right)^2$	[51]
	$\approx \frac{1}{s^4} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \quad (1.4)$	$\left(1 + \frac{1}{\eta}\right)^2 + \frac{1}{\eta^2}$	[97]
	$\approx \frac{1}{s^2} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2 \left(1 - \frac{\hat{t}}{\Lambda^2}\right)^4} \quad (1.5)$	$\left[\left(1 + \frac{1}{\eta}\right)^2 + \frac{1}{\eta^2} \right] \frac{\hat{s}^2}{\left(1 - \frac{\hat{t}}{\Lambda^2}\right)^4}$	[86, 98]
	$\approx \frac{1}{s^4} \quad (1.6)$		[65] изотропно
2: $q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$	$\approx \frac{1}{s^4} \frac{\hat{s}^3}{\hat{t}^3} \quad (2.1)$	$\left(1 + \frac{1}{\eta}\right)^3$	[86]
4: $qM \rightarrow Mq$	$\approx \frac{1}{s^4} \left(\frac{\hat{s}^2}{\hat{u}^2} + 1 \right) \quad (4.1)$	$(1 + \eta)^2 + 1$	[97]

Модель жесткого соударения	$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{1}{s^4} f\left(\frac{\hat{t}}{s}\right)$	$f\left(\frac{\hat{t}}{s}\right) = g(\eta)$	Замечания и ссылки
4: $qM \rightarrow qM$	$\approx \frac{1}{s^4} \frac{\hat{s}^3}{\hat{u}^3}$ (4.2)	$(1+\eta)^3$	[48]
	$\approx \frac{1}{s^4} \frac{\hat{u}}{s}$ (4.3)	$\frac{1}{1+\eta}$	[48]
	$\approx \frac{1}{s^4} \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}^2}$ (4.4)	$(1+\eta)^2$	[48]
Эмпирическая параметризация для всех моделей	$\frac{1}{s^4} f\left(\frac{\hat{t}}{s}\right)$	$g(\eta) + g\left(\frac{1}{\eta}\right) = \left(a + \eta + \frac{1}{\eta}\right)^N$	[52]

где параметры a и N были определены в работе [33] из данных о корреляциях по быстротам частиц задней полусферы и оказались равными: $a = 1$ и $N = 3$ для модели 1; $a = 0,5$ и $N = 3$ для моделей 2, 3 и 4.

Согласно формуле (117), функцию $g(\eta)$ можно определить, если оставить все члены типа $(1/\eta)^m$ для $m > 0$ и полусумму членов с $m = 0$:

$$g(\eta) = c_0/2 + \sum_{j=1}^N c_j (1/\eta)^j, \quad (118)$$

где

$$c_j = \sum_{k=0}^{(N-j)/2} \frac{k!}{(N-2k-j)!(k+j)! k!} a^{N-2k-i}. \quad (119)$$

Доминирует член $(1/\eta)^N$. Мы заметим, что:

а) эмпирически найденные параметризации сечения $d\sigma/d\hat{t}$ должны быть еще правдоподобно объяснены с теоретической точки зрения;

б) если уж мы задались конкретной параметризацией для сечения $d\sigma/d\hat{t}$, то самосогласованность модели жестких соударений

требует, чтобы то же самое сечение описывало все возможные данные по рождению частиц в соударениях при больших переданных импульсах.

4. ПРЕДСКАЗАНИЯ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ ДЛЯ СЕЧЕНИЯ ЖЕСТКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСАХ

Совсем недавно [99, 100] в рамках квантовой хромодинамики — калибровочной теории цветных кварков и глюонов, основанной на группе $SU_c(3)$, удалось сделать некоторые предсказания относительно поведения сечения жесткого рассеяния $d\sigma/d\hat{t}$ при учете всех вкладов низших порядков в предположительно доминирующие элементарные процессы жесткого рассеяния $2 \rightarrow 2$.

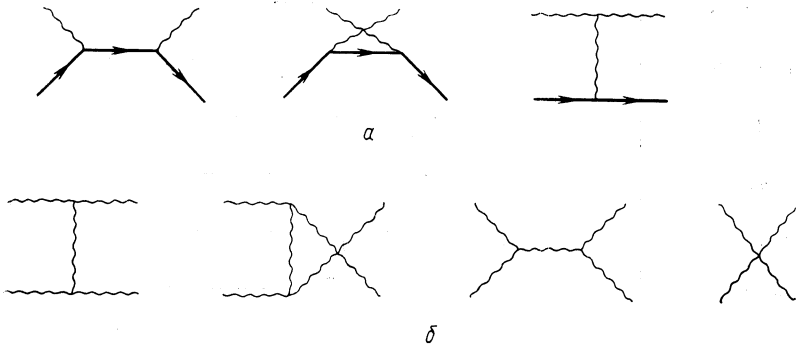


Рис. 36. Диаграммы низшего порядка для кварк-глюонного (а) и глюон-глюонного рассеяния (б)

Эти процессы приведены в табл. 6. Поскольку глюоны переносят значительную долю импульса протона, можно ожидать, что вклад от жесткого рассеяния с участием глюонов будет довольно существенным. Оказывается, что помимо процесса кварк-кваркового рассеяния важную роль играют и процессы упругого кварк-глюонного и глюон-глюонного рассеяния. Далее рассмотрим приложения данного подхода к процессам при больших поперечных импульсах. В изложении следуем работе [99].

Дифференциальное сечение

$$d\sigma/d\hat{t} = \pi\alpha^2 \Sigma/s^2 \quad (120)$$

для всех процессов низшего порядка в квантовой хромодинамике [т. е. порядка $O(g^4)$] вычисляется; результаты расчетов для величины Σ даны в табл. 6. В качестве примеров на рис. 36 приведены отдельные диаграммы, дающие вклад в кварк-глюонное и глюон-глюонное рассеяние.

Элементарные процессы жесткого рассеяния в квантовой хромодинамике и соответствующие им в низшем порядке дифференциальные сечения *

Процесс	Σ
$q_1 \bar{q}_2 \rightarrow q_1 \bar{q}_2$ $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow q_1 \bar{q}_2$	$\frac{4}{9} \frac{s^2 + u^2}{t^2}$
$q_1 q_1 \rightarrow q_1 q_1$	$\frac{4}{9} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{s^2 + t^2}{u^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{s^2}{ut}$
$q_1 \bar{q}_1 \rightarrow q_2 \bar{q}_2$	$\frac{4}{9} \frac{t^2 + u^2}{s^2}$
$q_1 \bar{q}_1 \rightarrow q_1 \bar{q}_1$	$\frac{4}{9} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{u^2}{st}$
$q \bar{q} \rightarrow g g$	$\frac{32}{27} \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{8}{3} \frac{u^2 + t^2}{s^2}$
$g g \rightarrow q \bar{q}$	$\frac{1}{6} \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{3}{8} \frac{u^2 + t^2}{s^2}$
$q g \rightarrow q g$	$-\frac{4}{9} \frac{u^2 + s^2}{us} + \frac{u^2 + s^2}{t^2}$
$g g \rightarrow g g$	$\frac{9}{2} \left(3 - \frac{ut}{s^2} - \frac{us}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right)$

* Величина Σ определена формулой (120). По начальным (конечным) цветам и спинам произведено усреднение (суммирование); q и g обозначают соответственно кварк и глюон. Индексы 1, 2 обозначают различные запахи. Величины s , t и u — мандельштамовские переменные для элементарного процесса.

Для инклюзивных распределений помимо выражений для разных дифференциальных сечений жесткого рассеяния $d\sigma/d\hat{t}$ необходимо знать и выражения для структурных функций F и функций фрагментации G . В общем случае функции F и G зависят от x (или, соответственно z), поперечных импульсов партонов k_{\perp} и квадрата переданного импульса Q^2 . В этом разделе будем полностью пренебрегать зависимостью от импульсов k_{\perp} (см. разд. 2).

В качестве величины α используем асимптотическое выражение инвариантного заряда, соответствующее 4-кварковой хромодинамике:

$$\alpha(Q^2) = 25/12\pi \lg(Q^2/\Lambda^2), \quad (121)$$

где $\Lambda \approx 0,3 \text{ Гэв}$.

Предсказания квантовой хромодинамики для кварковых и глюонных распределений в нуклонах, в частности их зависимость от Q^2 , были недавно детально исследованы, и для зависимостей получены аналитические параметризации [101, 102]. Простые выражения типа [101]

$$F(x, Q^2) = A(Q^2) x^{\alpha(Q^2)} (1-x)^{\alpha_s(Q^2)} \quad (122)$$

с ошибкой в несколько процентов воспроизводят предсказываемую зависимость от Q^2 моментов структурных функций в широком интервале переменной Q^2 , при этом наблюдается довольно хорошее согласие с данными по глубоконеупругому рассеянию.

Для функций фрагментации кварков используем формулы (34) — (36) [33, 44]. В качестве неизвестной функции фрагментации глюонов выберем выражение

$$G_g^{\pi^0}(z) = \frac{1}{3} (n_g + 1) (1-z)^{n_g}, \quad (123)$$

в котором величина n_g пока будет свободным параметром. Не будем вводить в функции фрагментации какой-либо зависимости от Q^2 (нарушение скейлинга), поскольку для этого нет ни теоретического обоснования, ни указания со стороны эксперимента.

Возникает проблема: что выбрать в качестве эффективного квадрата переданного импульса Q^2 . Например, если для каждой из диаграмм рис. 36, а используем истинный импульс, проходящий по внутреннему пропагатору, то сумма диаграмм уже не будет калибровочно-инвариантной, так как они содержат три различные комбинации константы α . Поэтому, а также чтобы упростить вычисления, выберем некоторую общую эффективную переменную Q^2 , определяемую равенством

$$Q^2 = \sqrt[3]{\hat{s}\hat{t}\hat{u}}, \quad (124)$$

где величины \hat{s} , \hat{t} , \hat{u} относятся к элементарному процессу. Нами был найден ряд существенных количественных различий в предсказаниях при другом выборе Q^2 . Так, при переходе от переменной $Q^2 = \sqrt[3]{\hat{s}\hat{t}\hat{u}}$ к $Q^2 = (\hat{s} - \hat{t} - \hat{u})/3$, $-\hat{t}$ или \hat{s} полные одночастичные распределения изменяются, но не более чем на 25%.

Результаты наших расчетов инклюзивных пионных распределений и полных распределений струй (кварк + глюон) для $\phi = 90^\circ$ в с. п. м. и различных энергий и интервалов значений p_m показаны на рис. 37—39. На рис. 37 приводится сравнение модели с данными, полученными на встречных накопительных кольцах ЦЕРНа при максимальной энергии. Две кривые для предсказываемого инклюзивного сечения рождения π^0 -мезона соответствуют выбору $n_g = 1$ и 3 в формуле (123). Для нескольких экспериментальных точек, взятых при импульсах, больших $p_{\perp} \approx 6 \text{ ГэВ}/c$,

наблюдается хорошее согласие, но при меньших значениях p_{\perp} теоретическая кривая проходит ниже экспериментальных данных. В последнем случае важными оказываются глюонные эффекты, поэтому вид теоретической кривой очень чувствителен к выбору

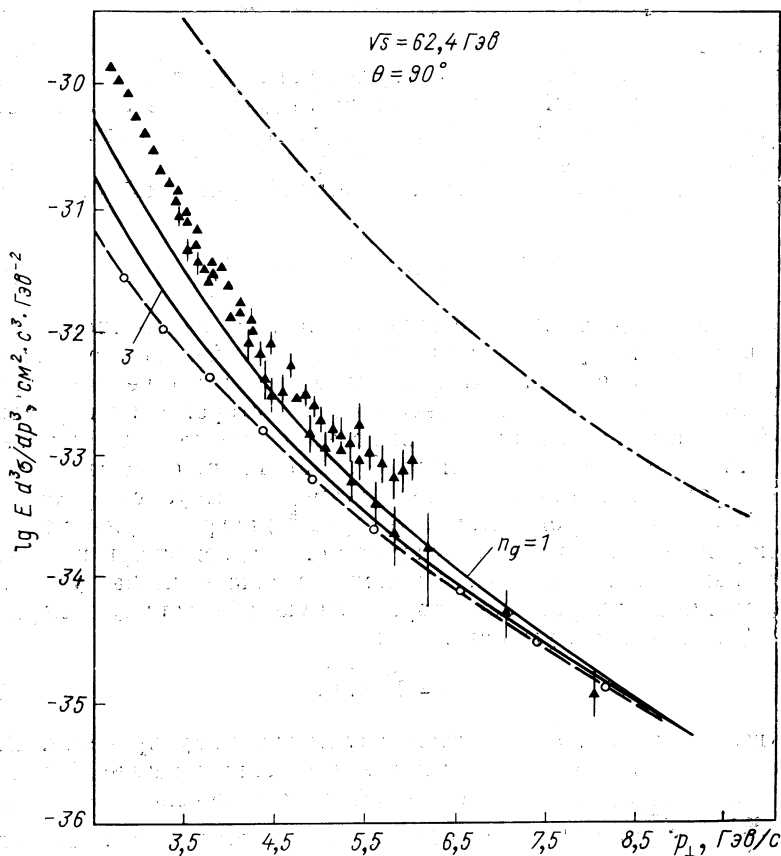


Рис. 37. Предсказания для инклюзивных сечений рождения π^0 (—) и струи (---) в pp -взаимодействиях
—○— вклад кварк-кваркового рассеяния; ▲ — данные [12] по однопионному рождению

параметра n_g , но даже для $n_g = 1$ кривая не доходит до экспериментальных данных; далее будем использовать $n_g = 2$. На рис. 37 показан отдельно также вклад от кварк-кваркового рассеяния. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными дан-

ными, полученными во ФНАЛ при импульсах 400 Гэв/с , приведено на рис. 38. В этом случае предсказываемая кривая пионного распределения проходит значительно ниже экспериментальных точек. Это связано с тем, что модель не приводит к распределению $p_{\perp}^{-N} f(x_{\perp})$, $N = 8$, а именно такая форма зависимости наблюдается экспериментально. Нарушение скейлинга, определяемое в модели зависимостью инвариантного заряда и структурных функций от Q^2 , приводит к увеличению N по сравнению с его скейлинговым значением 4, но для разных областей оно обычно составляет одну-две единицы. Если таким способом рассчитать полное сечение струи при импульсе 200 Гэв/с , то оно окажется примерно на два порядка меньше доложенных недавно экспериментальных значений [30].

Итак, существующие экспериментальные данные требуют либо введения некоторых дополнительных вкладов, либо означают, возможно, существование некоторого механизма, приводящего к значительному увеличению вкладов особенно при низких энергиях. Нам кажется, что в обоих случаях это должны быть неасимптотические эффекты. Как видно из рис. 37 и 38, основные процессы квантовой хромодинамики становятся заметными при больших энергиях и, вероятно, при больших значениях p_{\perp} . Результаты эксперимента, выполненного в ЦЕРНе, при поперечных импульсах вплоть до $p_{\perp} = 20 \text{ Гэв/с}$ и максимальной энергии накопительных колец ЦЕРНа $\sqrt{s} = 62,4 \text{ Гэв/с}$ приведены на рис. 39. На графике указаны также экспериментальные точки ФНАЛ, параметризуемые функцией $p_{\perp}^{-8} f(x_{\perp})$. Для $p_{\perp} > 10 \text{ Гэв/с}$ предсказываемая кривая проходит выше этих точек, но разность оказывается незначительной.

На рис. 37 и 39 показаны и отдельные вклады в сечение рождения π^0 -мезона за счет процессов (упругого) кварк-кваркового, кварк-глюонного и глюон-глюонного рассеяния. Остальные вклады приведены в табл. 6, и они не слишком важны. При очень малых значениях x_{\perp} (меньших 0,04) доминирует член, соответствующий глюон-глюонному рассеянию. Выше этого значения, но при всех еще малых x_{\perp} , начинает играть роль кварк-глюонный вклад.

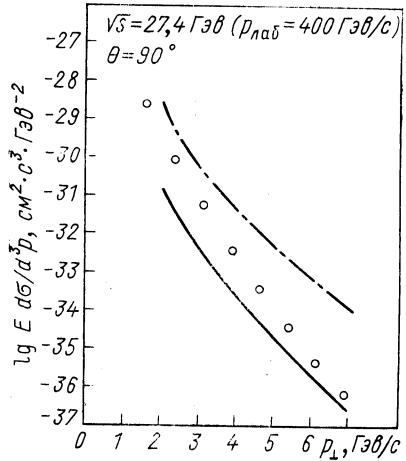


Рис. 38. Предсказания для инклюзивных сечений рождения π^0 (---) и струи (—) в pp -взаимодействиях:

○ — данные по однопионному (π^0) рождению при θ вблизи 90° [19]

Механизм кварк-кваркового рассеяния доминирует при средних и больших значениях x_{\perp} (больших 0,15). Поведение в промежуточных точках зависит в некоторой степени от выбора глюонных функций фрагментации и структурных функций.

Подведем итог: существующие экспериментальные данные по рождению адронов при больших p не удается описать в рамках нашей модели жесткого рассеяния с нарушенным скейлингом, основанной на квантовой хромодинамике. В то же время они не исключают подобных вкладов в том смысле, что предсказания

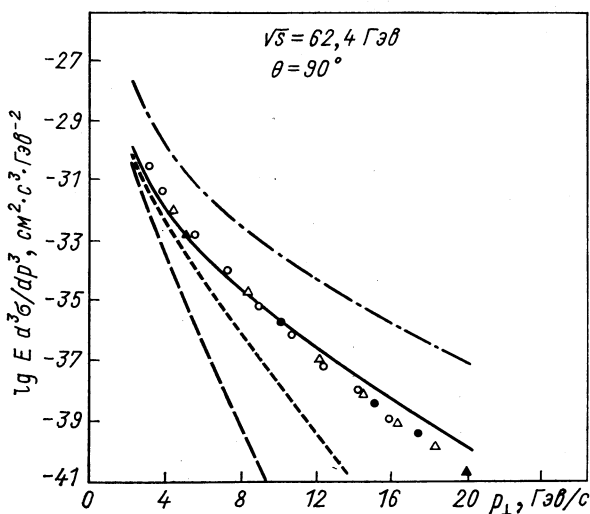


Рис. 39. Предсказания для инклюзивного рождения π^0 (—) и струи (— · —) в pp -взаимодействиях:

--- — вклад кварк-глюонного рассеяния; — вклад глюон-глюонного рассеяния; точки — данные [19] по однопланному рождению при θ вблизи 90° , которые экстраполируются функцией $p_{\perp}^{-8} f(x_{\perp})$. Для большей ясности не изображен вклад кварк-кваркового рассеяния, доминирующий при $p_{\perp} > 4 \text{ ГэВ}/\text{с}$

никогда не превосходят экспериментальных значений. При максимальных доступных энергиях накопительных колец ЦЕРНа предсказываемые моделью значения и экспериментальные данные лежат на редкость близко. Возможно, что эксперименты при больших энергиях или при существующих максимальных энергиях, но больших p_{\perp} прольют свет на существование подобного механизма квантовой хромодинамики, если при больших p_{\perp} будет наблюдаться изменение в скейлинговом поведении сечения.

5. ОДНОЧАСТИЧНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Сравнение предсказаний четырех моделей, рассмотренных в разд. 3, с данными по одночастичным распределениям было выполнено Шиллером и др. [34]. Одночастичные распределения в этих моделях определены формулой (40), а также в Приложении 1. Для сечений жесткого соударения используется представление

$$d\sigma/d\hat{t} = c^i (1/\hat{s}^n) g(\eta), \quad (125)$$

где функция $g(\eta)$ параметризована формулой (117); величина c^i дает абсолютную нормировку сечения. Для сравнения четырех моделей с экспериментом, оптимального выбора параметров, а также сравнения моделей между собой была проведена подгонка по методу наименьших квадратов. При подгонке использовались следующие данные:

1) сечения рождения для реакций $pp \rightarrow \pi^+ X$ и $pp \rightarrow \pi^- X$ при $\sqrt{s} = 19,4; 23,8; 27,4$ Гэв и $p_{\perp} > 3$ Гэв/с (новые, пересмотренные данные) группы Чикаго — Принстон [19] и при $\sqrt{s} = 53$ Гэв и $p_{\perp} > 2$ Гэв/с группы Британия — Скандинавия [15];

2) сечения π^0 -рождения в реакции $pp \rightarrow \pi^0 X$ при $\sqrt{s} = 52,7$ Гэв и $p_{\perp} > 2,5$ Гэв/с, полученные группой CCR [2];

3) отношения $R(p/\pi) = (E d^3\sigma/d^3p)_{pp \rightarrow \pi^0 X} / (E d^3\sigma/d^3p)_{\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^0 X}$ при $\sqrt{s} = 14,7$ и $19,4$ Гэв и $p_{\perp} > 1,5$ Гэв/с, полученные группой BNL-Caltech-LBL.

При подгонке по методу наименьших квадратов мы получили следующие результаты для четырех моделей.

Модель 1 — $qq \rightarrow qq$. Первая подгонка.

Мы использовали в качестве функций распределений кварков параметризацию Баргера и Филлипса [42], а другие распределения выбирались в соответствии с табл. 3 и 4. При подгонке имели следующие свободные параметры: константу нормировки C и показатель степени n в выражении (125) сечения жесткого рассеяния. Кроме того, допустив различие в абсолютной нормировке данных разных экспериментов, использовали нормировочные параметры C^i для π^0 -распределения и $C(p/\pi^0)$ для отношения $R(p/\pi^0)$. Значения параметров, полученных при подгонке, приведены в первой строке таблицы 7. Несмотря на большое значение χ^2 , полученная подгонка хорошо соответствует данным. Большое значение χ^2 обусловлено использованием только статистических ошибок (примерно 5%), а не больших систематических и ошибок в нормировке данных [54].

Показатель степени $n = 4,72$ несколько больше значения $n = 4,1$, определенного в работе [20]. Это может быть вызвано тем, что были использованы лишь точки с $p_{\perp} > 3$ Гэв/с и дополни-

Результаты подгонки по методу наименьших квадратов [34]

Модель	c^i , мбарн $G_{\text{эв}}^2 (n-1)$	n	$c_{\pi_0}^i$	$C (p/\pi)$	F_{0u}^π	α_{nf}	χ^2 на число степеней свободы
1 $qq \rightarrow qq$ (1) $qq \rightarrow qq$ (2)	1,38·10 ⁴ 1,38·10 ⁴	4,72 4,72	5,20 5,19	2,19 —	— 0,16	— —	7,8 7,7
2 $q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$	1.14·10 ⁵	4,51	2,56	4,76	—	0,0037	14,3
3 $qM \rightarrow Mq$ (СІМ)	2,52·10 ³	4,32	2,20	3,16	—	0,0068	3,7
4 $qM \rightarrow qM$ (обмен глюоном)	4,94·10 ³	4,45	2,51	2,44	—	0,011	6,14

тельно данные при $\sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$ [15]. Мы пытались подогнать данные, фиксируя $n = 4$, но при такой подгонке значение χ^2 получалось в пять раз больше. Нормировочные параметры C^i примерно того же порядка, что и найденные Филдом и Фейнманом [51] при использовании различных данных. Неожиданно параметр нормировки π^0 -распределения оказался очень большим. Значение параметра $C (p/\pi) = 2,19$ указывает на то, что в рамках модели отношение $R (p/\pi)$ составляет лишь половину от экспериментального.

Какие существуют возможности, чтобы увеличить это отношение в модели? Функции распределений кварков определяются из данных по глубоконеупругому рассеянию и не могут быть изменены. Функции распределений кварков в пионах, приведенные в табл. 3, $F_{\text{вал}}^{\pi^+}(x) = 2x(1-x)$, определяются из соображений размерности (см. работу [93]) и могут оказаться неверными. Единственно, что должно выполняться для члена, соответствующего вкладам валентных кварков, так это правила сумм, например:

$$\int_0^1 F_{u \text{ вал}}^{\pi}(x) \frac{dx}{x} = 1.$$

Сечения жесткого рассеяния и функции фрагментации кварков одинаковы для обеих реакций:

$$pp \rightarrow \pi^0 X \quad \text{и} \quad p\bar{p} \rightarrow \pi^0 X.$$

Сначала мы попытались получить $C(p/\pi) = 1$, уменьшив вклад кварков «моря» в функцию пионной фрагментации F_q^π . Это не дало удовлетворительного согласия.

Вторая подгонка. По аналогии с функциями $F_q^\pi(x)$ Филда и Фейнмана [51] заменили $F_{\text{вал}}^\pi(x)$ для $x > x_0 > 0$ следующим образом:

$$F_{\text{вал}}^\pi(x) = F_{0u}^\pi = \text{const.} \quad (126)$$

Хорошая подгонка получалась при $F_{0u}^\pi = 0,16$. Значения всех параметров для данной подгонки приводятся во второй строке табл. 7.

Мы приходим к заключению: модель жесткого рассеяния, основанная на феноменологической параметризации сечения рассеяния $qq \rightarrow qq$, достаточно хорошо описывает одночастичные распределения при $\theta_{\text{см}} = 90^\circ$. Однако наблюдаемое значение $R(p/\pi)$ можно объяснить лишь с помощью постоянного распределения валентных кварков в пионах, введенного Филдом и Фейнманом [51]. Формула (112) не позволяет получить удовлетворительного описания.

Модель 2 — $q\bar{q} \rightarrow M M$. Наилучшая подгонка получается при использовании функций распределений кварков Мак-Элани и Туана [41]. Свободные параметры те же, что и в случае первой подгонки, использовавшейся в модели:

$$qq \rightarrow qq, \quad [c^i, n, c_{\pi^0}^i, C(p/\pi)],$$

и дополнительно доля нефрагментирующих вторичных мезонов α_{nf} :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = (1 - \alpha_{nf}) E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \Big|_f + \alpha_{nf} E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \Big|_{nf}. \quad (127)$$

Параметры, соответствующие наилучшей подгонке, приводятся в табл. 7. Значение χ^2 большое; наихудшее описание получалось при использовании кварковых распределений Баргера и Филлипса [42] и распределений кварков в пионах в форме (126). Большое значение параметра $C(p/\pi)$ указывает на то, что в рамках данной модели трудно подогнать отношение $R(p/\pi)$. По форме функция $R(p/\pi)$ согласуется с данными, но различие в нормировке $C(p/\pi)$ слишком велико. Аналогичное, правда, несколько меньшее расхождение получено также Комбриджем [88].

Модель довольно плохо описывает одночастичные распределения для больших значений x_\perp . Кроме того, известно, что и отно-

пение K^+/K^- , измеренное при больших значениях x_{\perp} , трудно понять в рамках этой модели.

Модель 3 — $qM \rightarrow Mq$ (СИМ). Как и выше, свободными параметрами подгонки являются c^i , n , $c_{\pi^0}^i$, $C(p/\pi)$ и α_{nf} . Результаты подгонки приведены в табл. 7. Значение χ^2 лучшее из всех рассмотренных здесь подгонок. Отношение $R(p/\pi)$ согласно модели отличается от данных на множитель $C(p/\pi) = 3,16$. Модель использует функции фрагментации протонов и пионов в мезонные составляющие $F_{\pi}^p(x)$ и $F_{\pi}^{\pi}(x)$, приведенные в табл. 3, и функции распада мезонов на пионы $G_{\pi}^{\pi}(z)$, указанные в табл. 4. Эти функции — свободные функции модели, в частности, нормировка функций $F(x)$ существенно не ограничена правилами сумм. Поэтому кажется, что модель достаточно гибка, чтобы с помощью подходящей модификации функций фрагментации дать $C(p/\pi) = 1$.

В модели жесткого рассеяния, основанной на механизме $qM \rightarrow Mq$ (СИМ), хорошо описываются данные по рождению пиона при $\theta_{cm} = 90^\circ$. Однако эта модель использует определенное феноменологическое представление сечения жесткого рассеяния с функцией $g(\eta)$, задаваемой формулой (117) (учет ведущего члена дает $d\sigma/d\hat{t} \sim 1/\hat{s} \hat{t}^3$), которая сильно отличается, например, от $d\sigma/d\hat{t} \sim 1/\hat{s}^2 \hat{t}^2$ и других предложенных первоначально функций [48, 97] (см. табл. 5)

Модель 4 — $qM \rightarrow qM$ (обмен глюоном). Параметры те же, что и в модели 3. Результат подгонки дан в табл. 7.

Эта модель также удовлетворительно описывает рождение пиона при $\theta_{\perp} = 90^\circ$. Согласие хуже, чем в модели 3.

Доля α_{nf} нефрагментирующих мезонных составляющих, определенная для моделей 2, 3 и 4, оказывается того же порядка, что и значение, найденное Эллисом, Джекобом и Ландсхоффом [62] из анализа корреляций частиц противоположной полусферы.

На рис. 40 проведено сравнение предсказаний четырех моделей для зависимости отношений сечений рождения π^+ - мезона к сечению рождения π^- -мезона (для краткости далее принято π^+/π^-) от p_{\perp} с данными работы [20], полученными в pp -соударениях.

Модель $qq \rightarrow qq$ ведет к хорошему согласию для $x_{\perp} > 0,3$, но, похоже, дает несколько большее значение для отношения π^+/π^- при $0,1 < x_{\perp} < 0,3$.

Модель $qq \rightarrow MM$ хорошо согласуется с экспериментом при $x_{\perp} < 0,3$, но приводит к слишком малому отношению π^+/π^- для больших значений x_{\perp} .

Модель $qM \rightarrow Mq$ (СИМ) достаточно хорошо описывает данные при всех значениях x_{\perp} .

Такая хорошая подгонка получена благодаря введению в модель дополнительной степени свободы по сравнению с моделью 1.

При малых значениях p_{\perp} доминирует тот член, в котором мезоны и кварки рассматриваются как продукты фрагментации. При больших значениях p_{\perp} главным оказывается член, описывающий нефрагментационные кварки и мезоны.

Модель $qM \rightarrow qM$ (обмен глюоном) находится в согласии с экспериментом только в области больших значений x_{\perp} ; при

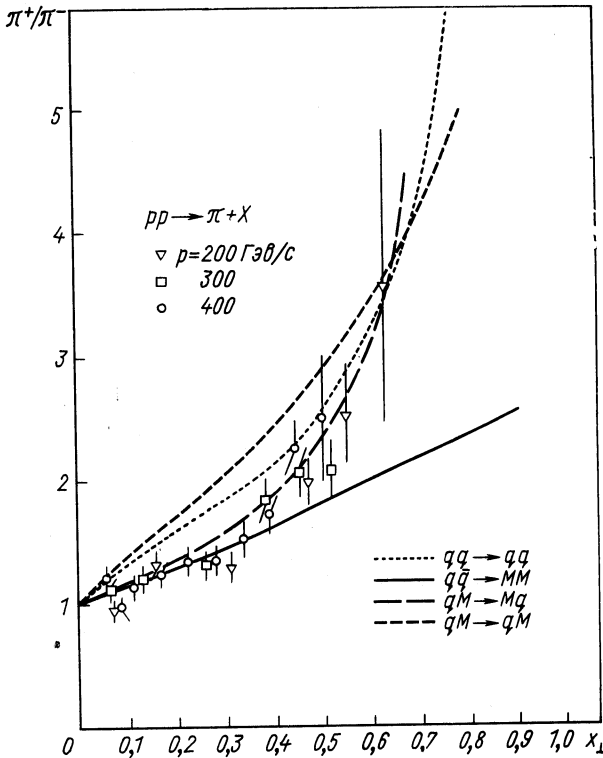


Рис. 40. Зависимость отношения π^+/π^- для pp -соударений при 200, 300 и 400 ГэВ/с в зависимости от x_{\perp} :

данные взяты из работы [20]; сравнение проводится для четырех моделей, описанных в тексте [34]

малых значениях x_{\perp} она приводит к слишком большому отношению π^+/π^- . Итак, с точки зрения объяснения отношений π^+/π^- более предпочтительны СИМ и модель, в которой при малых x_{\perp} доминирует механизм $q\bar{q} \rightarrow MM$, а при больших x_{\perp} — $qq \rightarrow qq$.

Экспериментальные данные для отношения π^+/π^- в реакциях pp -соударений при $\theta_{cm} = 90^\circ$ в соответствии с [20] для всех x_{\perp}

совместимы со значением $\pi^+/\pi^- = 1$. Все рассмотренные модели согласуются с этим наблюдением, что можно видеть из выражений для функций фрагментации $F_i^p(x)$ и $F_i^n(x)$, приведенных в табл. 3. На рис. 41 сравниваются с экспериментом зависимости отношений

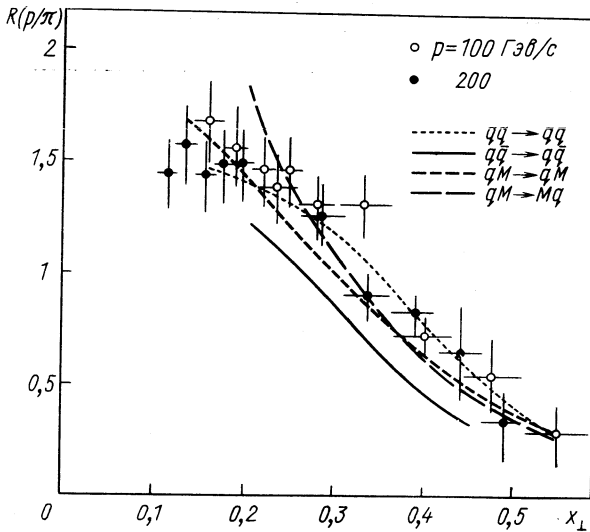


Рис. 41. Зависимость отношения инвариантных сечений реакций $pp \rightarrow \pi^0 x$ и $p\bar{p} \rightarrow \pi^0 X$ от x_{\perp} : данные из работы [21]; сравнение проведено для четырех моделей, описанных в тексте [34]

$R(p/\pi)$ от x_{\perp} , предсказываемые четырьмя моделями с р значениями параметров, полученных при подгонке (см. табл. 3).

Модель $qq \rightarrow qq$ (вторая подгонка) во всей области x очень хорошо согласуется с данными эксперимента.

Модель $q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$ приводит к правильной по форме зависимости, но, как уже отмечалось выше, трудно понять расхождение в нормировке.

Модель $qM \rightarrow Mq$ (СМ) правильно предсказывает форму зависимости для $x_{\perp} > 0,2$. Эта модель обладает достаточной свободой, чтобы устранить расхождение в нормировке. Увеличение предсказываемых значений отношения при x_{\perp} ниже 0,2 может означать тот факт, что модель не доминирует при малых x_{\perp} . Модель 4 ведет себя подобно модели 3, однако при малых x_{\perp} согласуется с данными несколько лучше.

Зависимости одночастичных распределений и (π^+/π^-) -отношений от быстрот, предсказываемые моделями 1—4, были сравнены с экспериментальными данными работ [34, 103].

К настоящему времени мы располагаем лишь ограниченным количеством данных по зависимости одночастичных распределений от быстрот, полученных в экспериментах, использующих счетчики, на накопительных кольцах ЦЕРНа [9, 15] и в ФНАЛе [104].

Недавно появились данные по π^+ - и π^- -рождению при $p_{\perp} > 1$ Гэв/с, полученные на пузырьковых камерах в реакциях $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-X$ при $\sqrt{s} = 5,6$ и $13,7$ Гэв [105] и $19,4$ Гэв [106], а также $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-X$ при $\sqrt{s} = 5,6$ Гэв [107]. Эти данные соответствуют довольно малым поперечным импульсам, так что мы определенно находимся в области, где механизм жесткого рассеяния обуславливается малыми компонентами p_{\perp} . И тем не менее данные указывают на сильное увеличение (π^+/π^-) -асимметрии с ростом поперечного импульса. Наблюдаемая (π^+/π^-) -асимметрия, соответствующая данным при $p_{\perp} > 1$ Гэв/с, значительно больше той, которая была измерена при малых p_{\perp} .

Заметим также, что благодаря малой энергии в этом эксперименте величина x_{\perp} довольно велика ($0,1 \lesssim x_{\perp} \lesssim 0,4$). Поэтому мы пытались объяснить данную асимметрию как результат механизма жесткого рассеяния. В рамках модели слияния кварков Комбридж [78] таким образом уже анализировал данные Фреттера и др. [106].

Следует заметить также, что согласно моделям жесткого рассеяния π^+ - и π^- -распределения по быстротам с ростом поперечного импульса изменяются довольно гладко и уже при $p_{\perp} = 1$ Гэв/с приобретают все характерные черты.

На рис. 42, а приведены зависимости π^+ - и π^- -распределений по быстротам в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi X$ при $\sqrt{s} = 20$ Гэв для модели $qq \rightarrow qq$. При $p_{\perp} = 1; 2,5$ и $5,5$ Гэв/с с ростом поперечного импульса распределения по быстротам все более сужаются, а асимметрия увеличивается. На рис. 42, б те же самые распределения представлены в виде отношения

$$\frac{\pi^-}{\pi^+} = E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \Big|_{\pi^-p \rightarrow \pi^-X} / E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \Big|_{\pi^-p \rightarrow \pi^+X} \quad (128)$$

как функции быстроты для тех же значений p_{\perp} . Этот график прекрасно демонстрирует плавный рост асимметрии с увеличением p_{\perp} . На рис. 43 сравниваются данные по π^+ - и π^- -распределениям в реакции π^-p -соударений при $\sqrt{s} = 19,4$ Гэв с предсказаниями моделей жесткого рассеяния, на рис. 44 — с данными в $p\bar{p}$ -соударениях. На рис. 44, а экспериментальные данные относительно распределений π^+ и π^- по быстротам для $p_{\perp} > 1$ Гэв/с сравниваются с результатами двух моделей жесткого рассеяния. На каждом рисунке отложены кривые, соответствующие модели $qq \rightarrow qq$, кроме того, по крайней мере на одном из рисунков, отложены кривые и для других трех моделей. На рис. 44, б данные приведе-

ны в виде отношений π^-/π^+ и сравниваются с отношениями, вычисленными для всех четырех моделей. Для моделей жесткого

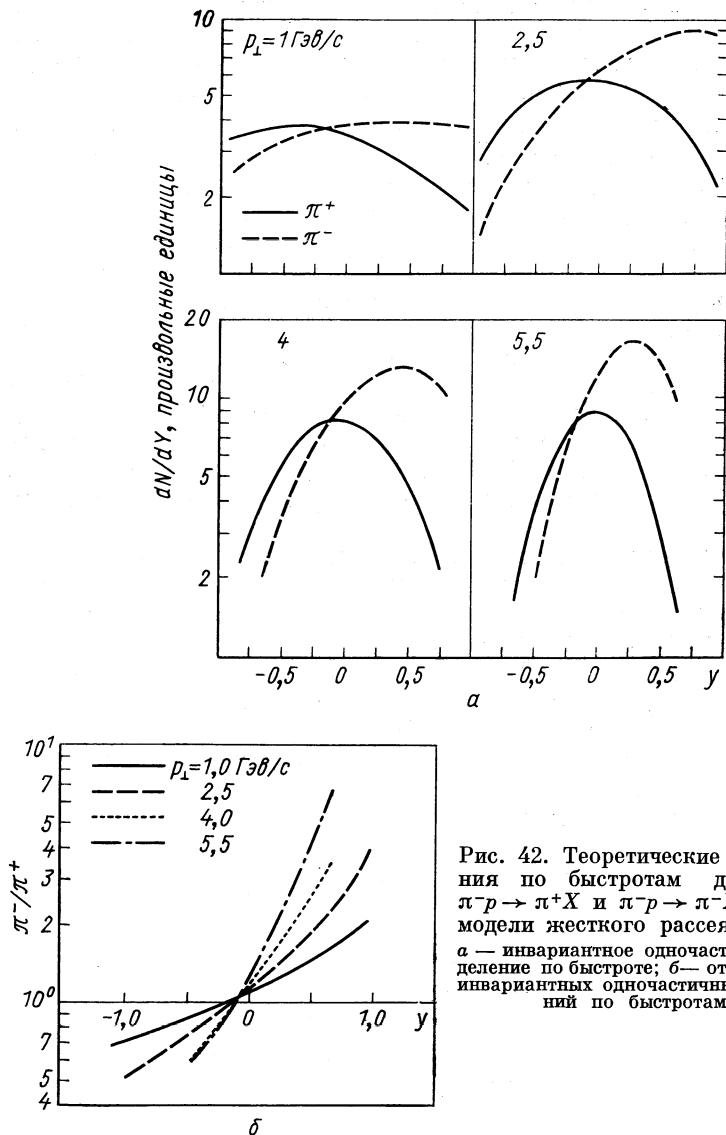


Рис. 42. Теоретические распределения по быстрой для реакций $\pi^-p \rightarrow \pi^+X$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^-X$ в рамках модели жесткого рассеяния $qq \rightarrow qq$: a — инвариантное одночастичное распределение по быстрой; b — отношение π^-/π^+ инвариантных одночастичных распределений по быстрой [34]

рассеяния 2—4, в которых в рассеянии принимают участие и мезонные составляющие, приведенные кривые соответствуют суперпозиции фрагментирующих мезонов.

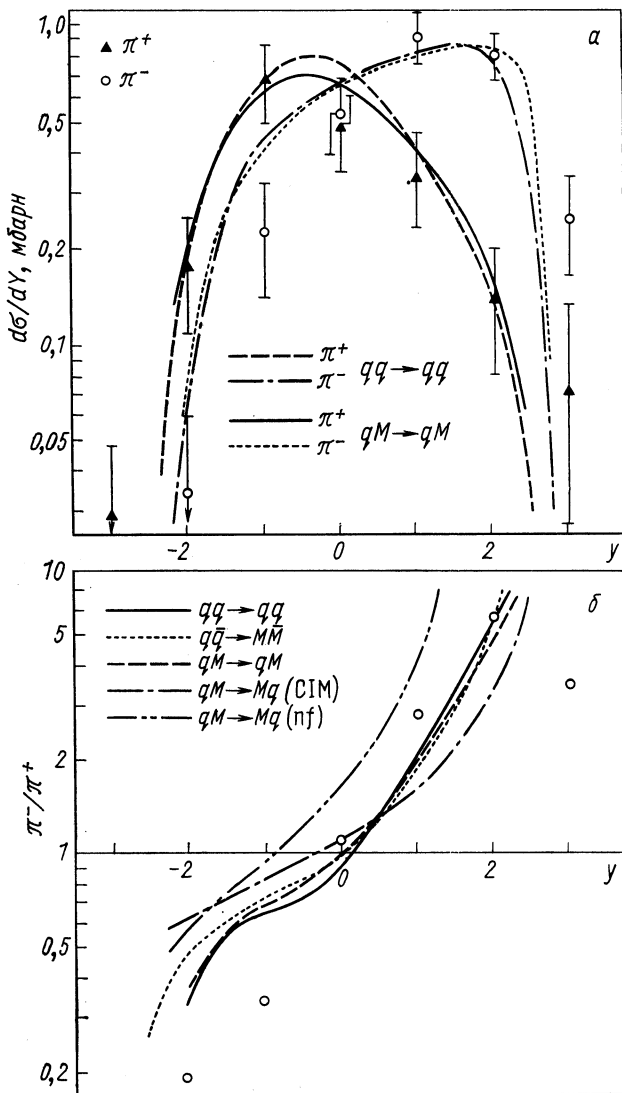


Рис. 43. Сравнение π^+ - и π^- -распределений по быстротам в π^-p -соударениях при $\sqrt{s} = 19,4$ Гэв [106] для $p_{\perp} > 1$ Гэв/с с предсказаниями моделей жестких соударений:

а — сравнение данных с распределениями по быстротам, соответствующим моделям $qq \rightarrow qq$ и $qM \rightarrow qM$ (обмен глюоном); б — сравнение данных об отношении π^-/π^+ с результатами вычислений в рамках четырех рассмотренных моделей [34]

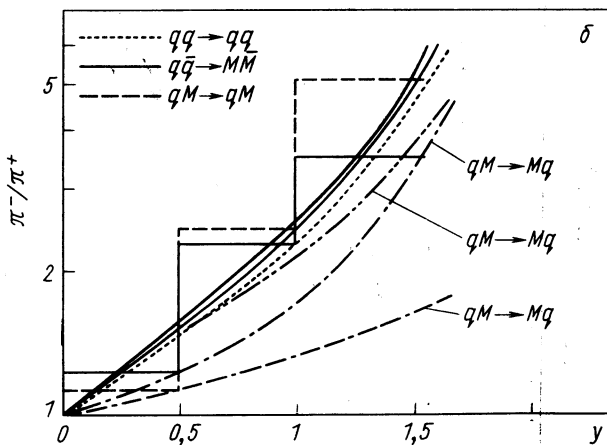
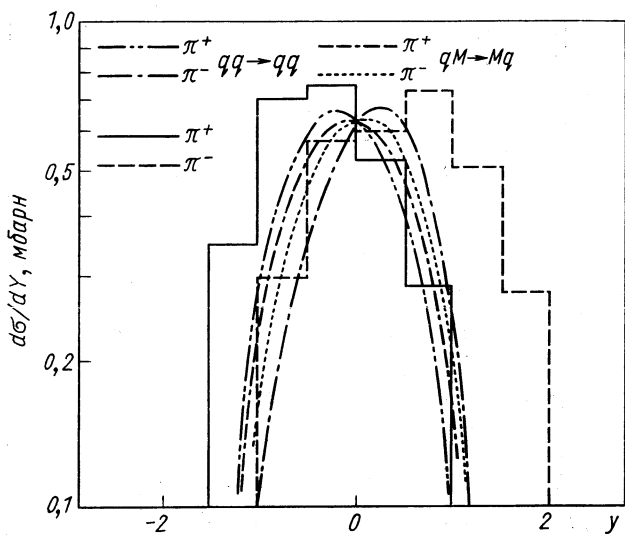


Рис. 44. Сравнение π^+ - и π^- -распределений по быстротам в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 6,6 \text{ Гэв}$ [107] для $p_{\perp} > 1 \text{ Гэв}/c$ с предсказаниями моделей жестких соударений:

a — сравнение данных с распределениями по быстротам, соответствующими моделям $qq \rightarrow qq$ и $qM \rightarrow Mq$; *b* — сравнение данных об отношении π^-/π^+ с результатами вычислений в рамках четырех рассмотренных моделей [34]

Для модели $qM \rightarrow Mq$ вклады фрагментирующих и нефрагментирующих мезонов существенно отличаются друг от друга. Поэтому при построении графиков для отношений π^-/π^+ также отдельно указаны два этих вклада.

Сравнивая результаты моделей с экспериментальными данными, видим, что модель $qq \rightarrow qq$ хорошо согласуется с данными всех экспериментов. Значение (π^-/π^+) -асимметрии несколько меньше экспериментального; этот эффект обусловлен тем, что мы пренебрегли поперечными импульсами для фрагментации струи. Учет зависимости распада струи от поперечного импульса, например, с помощью метода, описанного в разд. 2, приводит к уширению вычисленных распределений. Предсказания моделей $q\bar{q} \rightarrow MM$ и $qM \rightarrow qM$ (обмен глюоном) при $p_{\perp} = 1 \text{ Гэв}/c$ примерно те же, что и для модели $qq \rightarrow qq$.

В рамках модели $qM \rightarrow Mq$ (СМ) значение (π^-/π^+) -асимметрии меньше экспериментального, а также значений, предсказываемых другими моделями. Это обусловливается тем, что для данного $p_{\perp} = 1 \text{ Гэв}/c$ доминирует вклад фрагментирующих мезонов.

Вычисленные распределения по быстротам очень слабо зависят от функций распределений партонов $F_A^i(x)$. Так, в рамках модели слияния кварков (для которой эта зависимость наиболее сильная) при использовании функций распределения Баргера и Филлипса [42] и Мак-Элани и Туана [41] мы не обнаружили существенного различия в поведении. До сих пор результаты нашего сравнения с данными для распределений по быстротам при больших p_{\perp} не позволяют отдать предпочтение какой-либо одной из моделей жесткого соударения. При $p_{\perp} = 1 \text{ Гэв}/c$ предсказания всех моделей довольно схожи. Для того чтобы исследовать различие в предсказаниях моделей при несколько больших p_{\perp} , на рис. 45 приведены те же распределения по быстротам π^+ и π^- и отношения π^-/π^+ в реакциях π^-p -соударений, но для $\sqrt{s} = 20 \text{ Гэв}$ и $p_{\perp} = 5,5 \text{ Гэв}/c$. При столь больших p_{\perp} в моделях с мезонными составляющими доминируют вклады нефрагментирующих мезонов. Обнаруживается сильное различие в поведении $(qq \rightarrow qq)$ - и $(q\bar{q} \rightarrow MM)$ -моделей, с одной стороны, и $qM \rightarrow qM$ и $qM \rightarrow Mq$ — с другой. В случае двух последних моделей доминирующим оказывается также рождение π^- -мезона в противоположном направлении. Следовательно, исследование распределений по быстротам при больших p_{\perp} позволит лучше провести разделение между этими моделями.

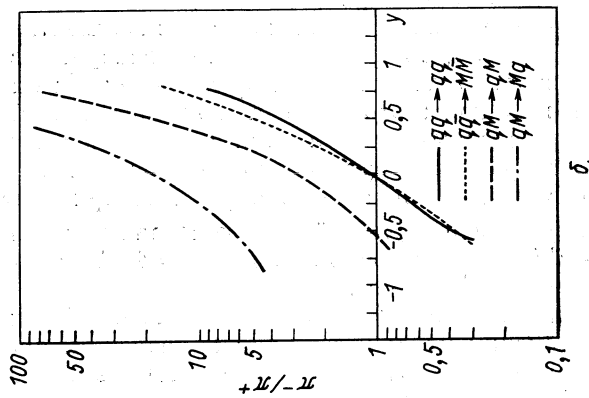
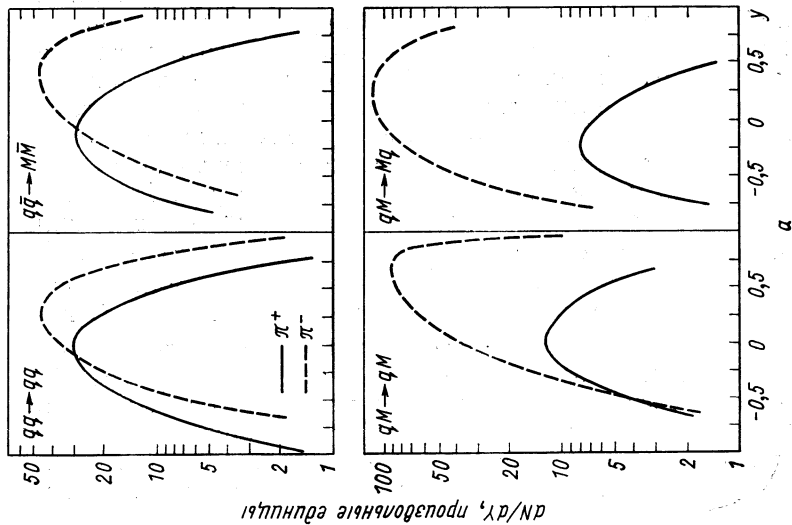


Рис. 45. Распределения по быстрым π^+ и π^- в реакциях $\pi^+p \rightarrow \pi^+X$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^-X$ при $\sqrt{s} = 20$ Гэв и $p_{\perp} = 5,5$ Гэв/с, полученные для моделей жестких соударений:
 а — распределения по быстрым π^+ и π^- ; б — отношения π^-/π^+ как функции Y [34]

6. КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ЧАСТИЦАМИ ПЕРЕДНЕЙ ПОЛУСФЕРЫ

В рамках модели жестких соударений корреляции между двумя частицами, вылетающими по направлению выделенной частицы, изучались Бьеркеном [61] и другими [62, 63, 65, 79, 98, 108, 109]. Вначале рассмотрим зависимость корреляций частиц передней полусферы от поперечного импульса.

Корреляции между двумя частицами передней полусферы с большими p_{\perp} измерялись в совместном эксперименте группы CCRS [12]. В рассматриваемой нами модели жестких соударений считаем, что частицы передней полусферы, регистрируемые в довольно узком интервале $\Delta\varphi$, $\Delta\theta$, относятся к одной и той же струе. Корреляции, измерявшиеся группой CCRS, определяются следующей функцией:

$$\mathcal{F}(p_{\perp 1}^0, p_{\perp 2}) = \frac{\int_{-\Delta\varphi_1}^{\Delta\varphi_1} d\varphi_1 \int_{-\Delta\varphi_2}^{\Delta\varphi_2} d\varphi_2 \int_{-\Delta y_1}^{\Delta y_1} dy_1 \int_{-\Delta y_2}^{\Delta y_2} dy_2 \int_{p_{\perp 1}^0}^{V_s/2} dp_{\perp 1} \frac{d^6\sigma}{dy_1 dp_{\perp 1} d\varphi_1 dy_2 dp_{\perp 2} d\varphi_2}}{\int_{-\Delta\varphi_1}^{\Delta\varphi_1} d\varphi_1 \int_{-\Delta y_1}^{\Delta y_1} dy_1 \int_{p_{\perp 1}^0}^{V_s/2} dp_{\perp 1} \frac{d^3\sigma}{dy_1 dp_{\perp 1} d\varphi_1}}. \quad (129)$$

Регистрируемая частица 1 — это π^0 -мезон с импульсом $p_{\perp 1} > p_{\perp 1}^0 = 3$ Гэв/с. Аксептанс для π^0 $\Delta\varphi_1 = 7^\circ$ и $\Delta\theta_1 = 20^\circ$. Это соответствует $\Delta y_1 \approx 0,35$. Вторая частица — заряженная. Аксептанс для этой частицы $\Delta\varphi_2 = 8^\circ$ и $\Delta\theta_2 = 28^\circ$, что соответствует $\Delta y_2 \approx 0,49$. При расчетах будем следовать струйной модели [63].

Предположим, что двухчастичные распределения для струи с минимальными корреляциями определяются сохранением энергии — импульса. Подходящее приближение имеет вид

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{d^2 n}{d^3 p_1 d^3 p_2} = \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} \varepsilon_1 \frac{d^3 n}{d^3 p_1} \varepsilon_2 \frac{d^3 n}{d^3 p_2}. \quad (130)$$

Так же как и при расчете эффекта погрешности триггера в разд. 2, пренебрежем поперечными импульсами вторичных частиц по отношению к оси струи. В этом приближении двухчастичные распределения для частиц струи принимают вид

$$\frac{d^2 n}{dp_1 dp_2} = \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} \frac{dn}{dp_1} \frac{dn}{dp_2}; \quad (131)$$

$$\frac{d^2 n}{dp_1 dp_2} = \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} \frac{1}{P_{\perp J}^2} \frac{dn}{dx_1} \frac{dn}{dx_2}, \quad (132)$$

где одночастичные распределения dn/dx_i определяются выражением

$$\frac{dn}{dx} = \pi^{3/2} b B P \left(1 - \frac{x}{1 + A^2/P}\right)^F \exp\left(-\frac{x^2 P^2}{b^2 + P^4/M^2}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{P}{b}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{xP}{b}\right)\right] \exp\left(\frac{x^2 P^2}{b^2}\right). \quad (133)$$

В центральной области быстрот, для которой справедливо распределение струи в форме (66), получаем следующее двухчастичное распределение по импульсам частиц от распада струи:

$$\begin{aligned} & \frac{d^4\sigma}{dy_1 d\varphi_1 dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}} \Big|_{\substack{y_1=y_2=Y \\ \varphi_1=\varphi_2=\Phi}} = \\ & = \int_{p_{\perp 1}+p_{\perp 2}}^{V_s/2} dP_{\perp J} dY d\Phi dP_{\perp J} \frac{d^3\sigma_J}{p_{\perp 1 J}^2} \frac{1}{dx_1 dx_2} \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2}. \end{aligned} \quad (134)$$

Вычисление интеграла в выражении (134) с реалистичным одночастичным распределением (133) проводилось нами численно. Для того чтобы выполнить интегрирование в замкнутом виде, воспользуемся тем же приближением, что и при выводе формул (69) и (70):

$$\begin{aligned} & \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}} = \frac{\Delta y \Delta\varphi (F+1)^2 c}{P_{\perp 1} P_{\perp 2}} \int_{p_{\perp 1}+p_{\perp 2}}^{V_s/2} dP_{\perp J} \frac{1}{P_{\perp J}^N} \times \\ & \times \exp\left(-\frac{2DP_{\perp J}}{\sqrt{s}}\right) \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} (1 - x_1 - x_2 + x_1 x_2)^F. \end{aligned} \quad (135)$$

Предположим, что распределение по множественности в струе характеризуется моментами $\langle n(n-1) \rangle_J / \langle n \rangle_J^2$, не зависящими от импульса струи (например, распределение Пуассона). Кроме того, пренебрежем членом $x_1 x_2$, который для $(x_1 + x_2) < 1$ меньше, чем x_1 и x_2 . В рамках принятого приближения перейдем к новой переменной интегрирования $z = x_1 + x_2$ и получим

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}} = \Delta y \Delta\varphi c (F+1)^2 \frac{(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})}{P_{\perp 1} P_{\perp 2}} \frac{1}{(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})^N} \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} I_2, \quad (136)$$

где

$$I_2 = \int_0^1 dz z^{N-2} \exp\left[-\frac{2D}{\sqrt{s}} \frac{(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})}{z}\right] (1-z)^F. \quad (137)$$

Этот интеграл аналогичен интегралу (70) и может быть представлен приближенно как

$$I_2 \approx \exp \left[-\frac{2D(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})}{\sqrt{s}} \right] \frac{F!(N-1)!}{(F+N-1)!}. \quad (138)$$

Окончательный результат запишется в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}} = \Delta y \Delta \varphi c \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} \frac{\exp \left(-\frac{2D(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})}{\sqrt{s}} \right)}{p_{\perp 1} p_{\perp 2} (p_{\perp 1} + p_{\perp 2})^{N-1}} \times \frac{(F+1)(F+1)!(N-2)!}{(F+N-1)!}. \quad (139)$$

Если аксептанс детектора велик и достаточен для регистрации всех пар частиц струи, то при $p_{\perp} = p_{\perp 1} + p_{\perp 2}$ двухчастичное распределение (139) можно выразить через одночастичные распределения (74)

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}} = \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} (F+1) \frac{p_{\perp 1} + p_{\perp 2}}{p_{\perp 1} p_{\perp 2}} \frac{d\sigma}{dp} \Big|_{p_{\perp} = p_{\perp 1} + p_{\perp 2}}. \quad (140)$$

Это соответствует инвариантному распределению

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{d^2\sigma}{d^3p_1 d^3p_2} = \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} (F+1) \frac{\{(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})^2\}}{(p_{\perp 1} p_{\perp 2})^2} \varepsilon \frac{d^3\sigma}{d^3p_{\perp}} \Big|_{p_{\perp} = p_{\perp 1} + p_{\perp 2}}. \quad (141)$$

Поведение двухчастичных распределений типа (141) исследовалось в эксперименте группы АСНМ [9] (см. рис. 7). При анализе данных эта группа заменяла инвариантное сечение функцией поперечного импульса системы двух пионов: $p_{\perp} = p_{\perp 1} + p_{\perp 2}$. Существенной зависимости от разности Δp_{\perp} между поперечными импульсами двух пионов обнаружено не было. Распределение, усредненное по Δp_{\perp} , хорошо представляется с помощью параметризации

$$\left\langle \varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{d^2\sigma}{d^3p_1 d^3p_2} \right\rangle_{\Delta p_{\perp}} = \frac{1}{p_{\perp}} f \left(\frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s}} \right) \Big|_{p_{\perp} = p_{\perp 1} + p_{\perp 2}} \quad (142)$$

с показателем степени $N = 7,1 \pm 0,5$, значение которого очень близко к значению в параметризации одночастичного распределения [12].

Поведение двухчастичного распределения (141) весьма характерно для модели струй. В самом деле, и при численном интегрировании выражения (134) было получено, что двухчастичные распределения зависят лишь от $(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})$. При малых импульсах, однако, полученное таким образом отношение двухчастичного

и одночастичного распределений ведет себя иначе, чем это предсказывается формулой (141).

Двухчастичное распределение (134) или приближенные его формы (139) и (140) служат основой и для вычислений корреляций (129) между частицами передней полусферы. Интегрируя одночастичное распределение (74) по p_{\perp} и оставляя лишь главный член, получим

$$\int_{p_{\perp 1}^0}^{\sqrt{s}/2} dp_{\perp} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}} \approx \frac{p_{\perp 1}^0}{N-1} \frac{d\sigma}{dp_{\perp 1}} \Big|_{p_{\perp 1}=p_{\perp 1}^0}. \quad (143)$$

В том же приближении интеграл по $p_{\perp 2}$ от двухчастичного распределения дает

$$\int_{p_{\perp 1}^0}^{\sqrt{s}/2} \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}} dp_{\perp 2} \approx \frac{p_{\perp 1}^0 + p_{\perp 2}}{N-2} \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}} \Big|_{p_{\perp 1}=p_{\perp 1}^0}, \quad (144)$$

или с использованием (140)

$$\int_{p_{\perp 1}^0}^{\sqrt{s}/2} \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}} dp_{\perp 1} \approx \frac{\langle n(n-1) \rangle_J (F+1)}{\langle n \rangle_J^2 (N-1)} \frac{(p_{\perp 1}^0 + p_{\perp 2})^2}{p_{\perp 1}^0 p_{\perp 2}} \frac{d\sigma}{dp_{\perp 1}} \Big|_{p_{\perp 1}=p_{\perp 1}^0 + p_{\perp 2}}. \quad (145)$$

В эксперименте группы CCRS [2] одночастичное и двухчастичное распределения измерялись с помощью спектрометра, имеющего тот же геометрический аксептанс $\Delta\varphi$ и $\Delta\theta$, что и указанный после формулы (129). В рамках используемого нами приближения для струй вторичные частицы не имеют поперечного импульса по отношению к оси струи, поэтому корреляционная функция (129) становится независимой от аксептанса детектора; если детектор захватывает регистрируемую частицу, то при этом наблюдаются все частицы струи.

Это приближение, однако, не соответствует действительности. Поэтому введем поправочный множитель $G(p_{\perp 2})$, который отражает ограниченность захвата для второй частицы:

$$G(p_{\perp 2}, \Delta\theta, \Delta\varphi) = \operatorname{erf}(\Delta\theta p_{\perp 2}/\sqrt{2}b) \operatorname{erf}(\Delta\varphi p_{\perp 2}/\sqrt{2}b). \quad (146)$$

Это представление получено с помощью параметризации (37) для функции фрагментации струи. Используя формулы (143), (144) и (146), приходим к следующей корреляционной функции для частиц передней полусферы:

$$\mathcal{F}(p_{\perp 1}^0, p_{\perp 2}) = \frac{N-1}{N-1} \frac{p_{\perp 1}^0 + p_{\perp 2}}{p_{\perp 1}^2} \frac{d^2\sigma/dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}}{d\sigma/dp_{\perp 1}} \Big|_{p_{\perp 1}=p_{\perp 1}^0} G(p_{\perp 2}, \Delta\theta, \Delta\varphi). \quad (147)$$

Расчет корреляции между частицами передней полусферы (147) был выполнен нами путем численной оценки двухчастичного распределения (134) и одночастичного распределения (68) с использованием разумного распределения (133) для частиц струи.

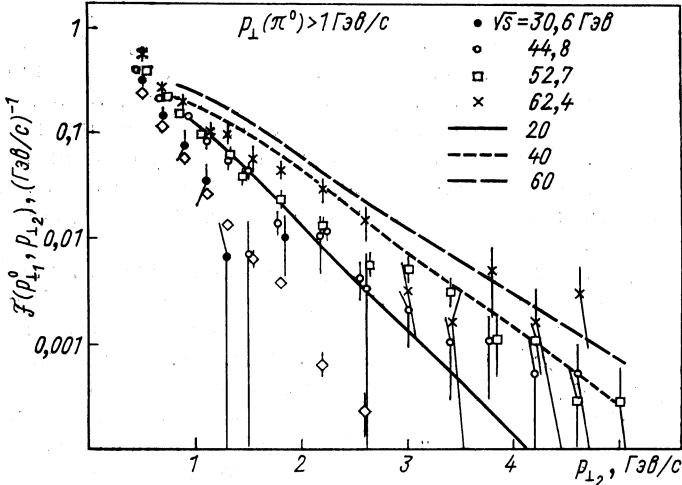


Рис. 46. Функция корреляции для передней полусферы при больших поперечных импульсах, определяемая формулой (129), вычисленная в рамках моделей струй согласно выражениям (134) и (147) для $F = 2$ [63]

На рис. 46 мы сравнили вычисленную корреляцию с данными группы CCRS. Для параметров c , N и D в формуле (66) мы использовали значения, найденные этой группой:

$$N = 7,6; \quad D = 12,6; \quad c = 14,8 \text{ мбарн.} \quad (148)$$

Полученные результаты находятся в хорошем согласии с данными, особенно это относится к энергетической зависимости. Следует подчеркнуть, что выполненные нами модельные расчеты не содержат произвольных нормировочных параметров.

Если использовать приближение (145), то корреляция между частицами передней полусферы может быть выражена только через одночастичное распределение

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(p_{\perp 1}^0, p_{\perp 2}^0) = & \\ = & \frac{\langle n(n-1) \rangle_J}{\langle n \rangle_J^2} \frac{(F+1)}{(N-2)(N-1)} \frac{(p_{\perp 1}^0 + p_{\perp 2}^0)^2}{p_{\perp 2}} \frac{(d\sigma/pp_{\perp})|_{p_{\perp}=p_{\perp 1}^0+p_{\perp 2}^0}}{(d\sigma/dp_{\perp})|_{p_{\perp}=p_{\perp 1}^0}} \times \\ & \times G(p_{\perp 2}, \Delta\theta, \Delta\varphi). \end{aligned} \quad (149)$$

Выражение подобное (149), включавшее данные по одночастичным распределениям, применялось Бьеркеном [61] для объяснения энергетической зависимости корреляций частиц передней полусферы.

Зависимость корреляций между частицами передней полусферы от быстрот уже обсуждалась в разд. 2. Здесь лишь подчеркнем, что наличие сильных корреляций между регистрируемой частицей и второй частицей передней полусферы исключает такие варианты моделей как модель 2 слияния кварков (см. разд. 3) и модель 3 обмена составляющей, в которых мезонная составляющая не фрагментирует. В согласии с данными по корреляциям частиц передней полусферы находятся только те варианты этих моделей, в которых и мезонные составляющие распадаются подобно струе или резонансу.

Значение корреляций частиц передней полусферы, в частности, отношение корреляций h^+h^-/h^-h^- исследовалось в работе [79].

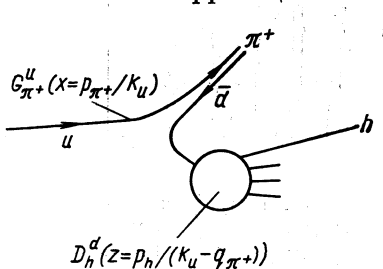


Рис. 47. Схема для расчета корреляций в передней полусфере в рамках модели рассеяния кварков

Данные группы ССНК приведены на рис. 11. В распределении по быстрой выделенной частицы наблюдается резкий пик. Для модели $qq \rightarrow qq$ качественный анализ можно провести на основе той схемы, которая указана на рис. 47. Например, если π^+ -мезон рождается u -кварком, то при этом предполагается, что остальные адроны струи могут рассматриваться как продукты распада d -кварка, несущего импульс первоначального кварка за вычетом

импульса регистрируемого π^+ -мезона. Таким образом, обращаясь к распаду d -кварка для регистрируемого π^+ -мезона, находим, что среди сопутствующих частиц будет больше отрицательных адронов, чем положительных.

На рис. 48 и 49 проведено сравнение теории с данными эксперимента, в котором регистрировался π^- -мезон; $\theta_{cm} = 45^\circ$. Модель воспроизводит экспериментальное отношение $h^+h^-/h^-h^- \approx 3$.

7. КОРРЕЛЯЦИИ ДЛЯ ЧАСТИЦ ЗАДНЕЙ ПОЛУСФЕРЫ

Зависимость корреляции частиц задней полусферы от поперечного импульса обычно представляется в виде распределения dN/dx_e , где $x_e = p_{\perp 2}/p_{\perp 1}$ — отношение поперечного импульса частицы задней полусферы и поперечного импульса выделенной частицы.

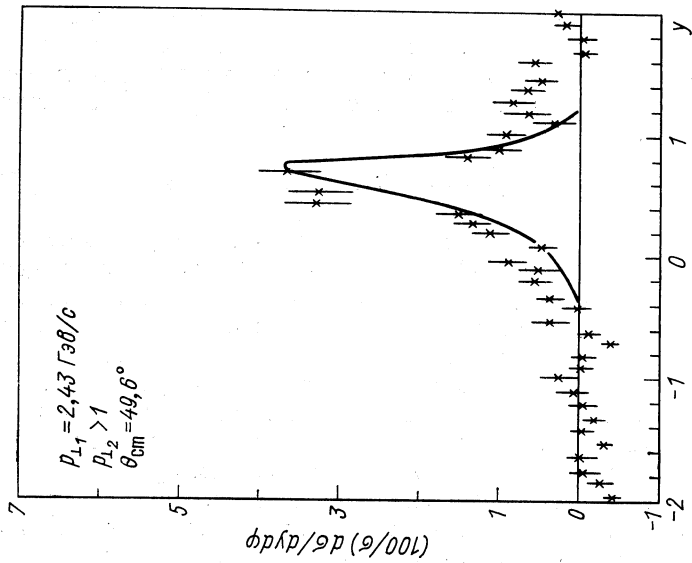


Рис. 48. Сравнение корреляций между отрицательно заряженной выделенной частицей и положительной вторичной частицей [79] с данными группы ССНК [7, 8]. Фон при угле 45° вычтен из приведенных данных [31]

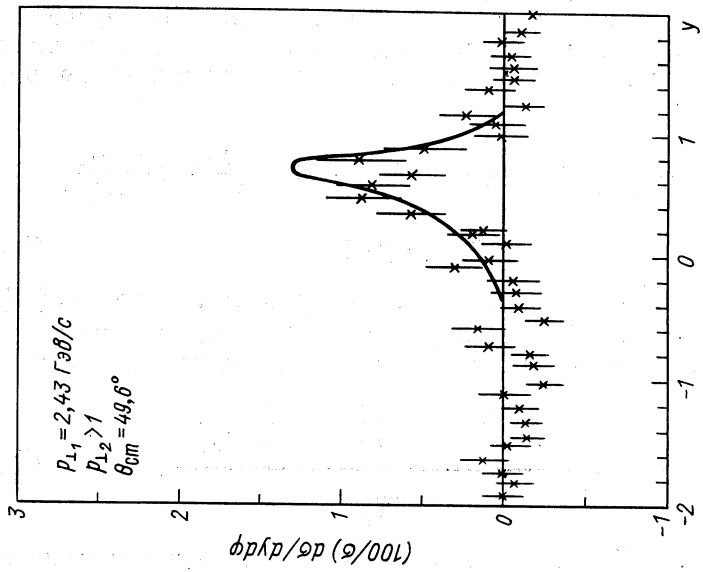


Рис. 49. То же, что и на рис. 48, но для отрицательно заряженных выделенной и вторичной частиц [31]

На рис. 14 приведены данные эксперимента [10]. Впервые эти данные анализировались в работе Эллиса и др. [62]. Двухчастичное распределение в случае, когда одна из частиц вылетает в противоположном направлении, проинтегрированное по всем углам, имеет вид

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}}\right)_{\text{ор}} = 2 \int_{p_{\perp 1}}^{\infty} \frac{dP_{\perp}}{P_{\perp}^2} \Phi(P_{\perp}, \sqrt{s}) D_1^i\left(\frac{p_{\perp 1}}{P_{\perp}}\right) D_2^i\left(\frac{p_{\perp 2}}{P_{\perp}}\right) (p_{\perp 1} > p_{\perp 2}), \quad (150)$$

где $\Phi(P_{\perp}, \sqrt{s})$ — сечение образования струи [см., например, (66)], а $D_h^i(z)$ — функции фрагментации струи (27). Тогда распределение dN/dx_e для противоположной полусферы оказывается равным

$$\frac{dN}{dx_e} = \frac{\sum_{\text{ch}} \int dp_{\perp 2} \delta\left(x_e - \frac{p_{\perp 2}}{p_{\perp 1}}\right) \left(\frac{d^2\sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2}}\right)_0}{\frac{d\sigma}{dp_{\perp 1}}}. \quad (151)$$

Эллис и др. [62] обнаружили, что при использовании функции фрагментации

$$D_h^i(z) = B^h (1-z)^m/z \quad (152)$$

вычисленное распределение получается слишком большим, примерно в два раза превосходит экспериментальное. Они показали, что согласие с экспериментом возможно только при добавлении к функции (152) члена, который соответствует нефрагментирующим мезонам струи:

$$D_h^i(z) = B^h \frac{(1-z)^m}{z} + K^h \delta(z-1), \quad K^h \ll B^h. \quad (153)$$

Последний член составляет лишь несколько процентов от полной вероятности. На рис. 50 результаты их подгонки приведены в сравнении с данными [10]. В работе [66] подчеркнуто, однако, что лучшее согласие с экспериментом получается без слагаемого с δ -функцией, но при использовании функций фрагментации струи (37), учитывающих нарушение скейлинга (рис. 51). Это также приводит к малому нарушению скейлинга для распределений по x_e . Кроме того, как показано в работе Препарата и Росси [109], к более лучшему согласию с экспериментом приводит также модель струй с исчезающей инвариантной массой.

Явное нарушение скейлинга в поведении распределения dN/dx_e было обнаружено группой ССНК [18] (см. рис. 15). В настоящее время ни одна из моделей жесткого рассеяния не в состоянии объяснить это нескейлинговое поведение.

В разд. 2 уже рассматривались корреляции по быстротам между частицами задней полусферы. Распределение по скорости для частицы, противоположной регистрируемой частице с большим p_{\perp} , использовалось многими авторами для изучения динамики процесса жесткого соударения [33, 52, 59, 65, 79, 97, 98]. Двухчастичные распределения для задней полусферы вычисляются согласно формуле (61). Вид этих выражений зависит, однако, от выбора конкретной модели жесткого рассеяния. Поэтому в Приложении 1 приведены формулы для моделей 1—3 (см. разд. 3).

Мы будем следовать анализу Ильгенфрица и др. [33]. Подробные данные о распределениях по быстротам для частиц противоположной полусферы были опубликованы недавно группой ССНК [7] (см. рис. 12). Для регистрируемой частицы $x_{\perp 1} = 0,1$, а углы $\theta_1 = 20$ и 40° ($y_1 \approx 1,6$ и $0,8$). Для анализа использовались только данные при $p_{\perp 2} > 1 \text{ Гэв}/c$, относящиеся к отрицательно заряженной выделенной частице и к отрицательно заряженной частице задней полусферы. Есть надежда, что в этом канале эффекты лидирующей частицы минимальны. Более того, мы ограничились лишь сравнением формы вычисленных распределений для задней полусферы с формой экспериментальной зависимости. Проблемы, связанные с абсолютной нормировкой, уже обсуждались нами при рассмотрении распределения dN/dx_e . Ограничения на сечения жесткого рассеяния следуют только из формы распределений. Примечательна стабильность максимума распределения для задней полусферы при $y_2 = 0$ для $x_{\perp 1} \approx 0,1$ независимо от скорости y_1 выделенной частицы.

Данные о корреляциях для частиц противоположной полусферы были опубликованы также в работах [10, 11, 17]. Есть ряд указаний на сдвиг максимума корреляций с изменением $x_{\perp 1}$ регистрируемой частицы [11, 17]. В работе [52] показано, что это находится в согласии с предсказаниями моделей жестких соударений.

Картина корреляций для противоположной полусферы складывается из ряда различных эффектов:

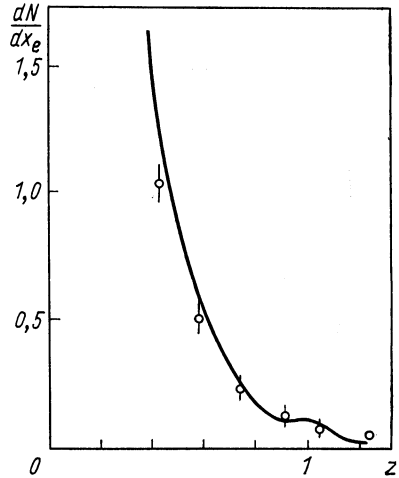


Рис. 50. Сравнение распределения dN/dx_e частиц задней полусферы, полученного в работе [62] с данными эксперимента [10]:

при расчете кривых предполагалось, что вероятность нахождения в струе лишь одной частицы очень мала. Это соответствует размазанной вокруг точки $x_e = 1$ δ -функции

1) доминантности области малых энергий в элементарном акте соударения; это приводит к увеличению корреляций в области $y_1 y_2 > 0$ (*back-to-antiback*-корреляция);

2) сравнительного уширения распределения по быстроте в с. ц. м. для элементарных соударений в случае рассеяния несим-

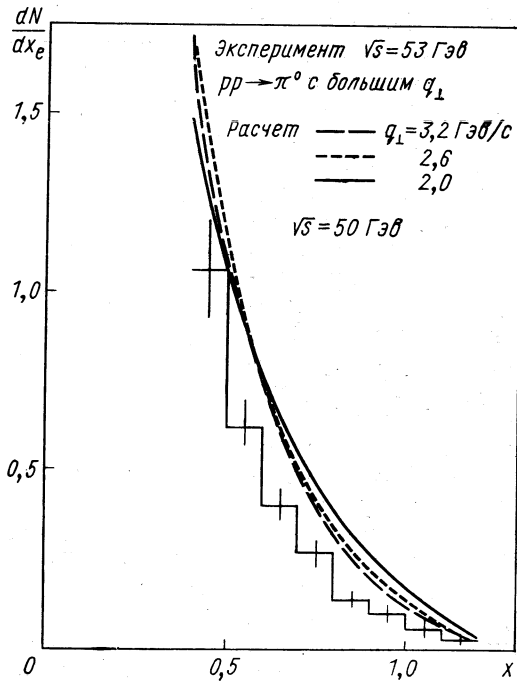


Рис. 51. Сравнение экспериментальных данных о распределении частиц dN/dx_e в задней полусфере [10] с результатами, получающимися при использовании нашей параметризации для функции фрагментации струи

метричных составляющих (скажем, $qM \rightarrow q\bar{q}$ или $\bar{q}\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$, где q — валентный, а \bar{q} — «морской» кварки); это приводит к раздвоению максимума при быстроте выделенной частицы $y_1 \approx 0$;

3) периферичности дифференциального сечения для элементарного соударения, которая призвана компенсировать эффект низких энергий с точки зрения экспериментально установленной стабильности ассоциативного распределения по быстроте в отношении угла выделенной частицы (быстроты) при низких $x_{1,2}$;

4) возможности фрагментации струи по направлению выделенной частицы или перехода к большим значениям $x_{1,1}$, приводящего

эффективно к большим значениям x_{\perp} струи; этим обуславливается тенденция к увеличению корреляций в области $y_1 y_2 < 0$ (*back-to-back*-корреляция) и более резкой коллимации распределений по углам (быстротам) для частицы задней полусферы.

Эти тенденции подтверждаются нашими расчетами. Они показывают, что корреляции для углов рассеяния регистрируемых частиц $\theta_1 = 45$ или 90° могут явиться решающим испытанием для этих моделей, которые уже прошли проверку для значений угла $\theta_1 = 20^\circ$.

На рис. 52 сравниваются предсказания трех моделей с данными при $y_1 = 1,6$ и $x_{\perp 1} = 0,1$. На рис. 52, а приведен результат,

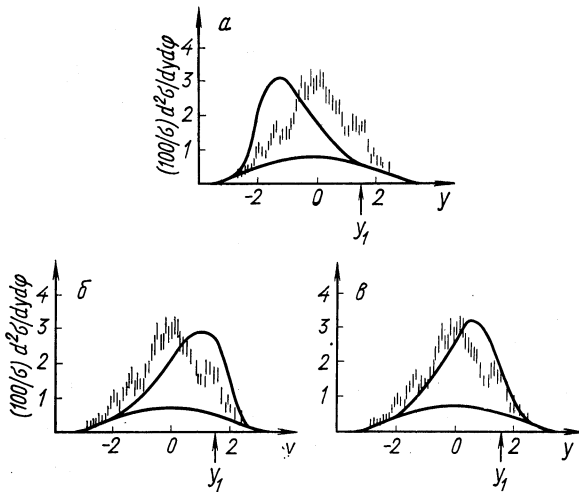


Рис. 52. Распределения по быстротам π -мезонов с $p_{\perp 2} \geq 1$ Гэв против направления движения выделяемого π -мезона при $y_1 = 1,6$ и $x_{\perp 1} = 0,1$ в реакции $pp \rightarrow \pi\pi X$ при $\sqrt{s} = 53$ Гэв в сравнении с результатами моделей [33]:

а — $qq \rightarrow qq$ за счет обмена глюоном, модифицированного с помощью форм-факторов кварков [табл. 5, (1.1)]; б — $qM \rightarrow Mq$ (СИМ) [табл. 5, (2.1)]; в — $qq \rightarrow qq$ с феноменологическим выражением сечения [табл. 5, (1.3)]

полученный для модели кварк-кваркового рассеяния, включающей форм-факторы кварков [51], изменяющие сечение обмена глюоном [см. табл. 5, (1.1)]. Результирующее сечение в значительной степени периферично, на что указывает появление резкого пика в области $y_1 y_2 < 0$. Мы установили, что эта черта характерна моделям, в которых главный член по $1/\eta$ и η имеет показатель степени $N = 4$.

Поэтому нам бы хотелось! исключить из рассмотрения все те варианты, в которых p_{\perp}^{-8} — поведение сечения рождения мезона в рамках моделей кварк-кваркового рассеяния с обменом глюоном ассоциируется с модификацией структурных функций [86] или амплитуд [87] за счет приближенных форм-факторов кварков. Это приводит к довольно сильной периферичности, которая искажает корреляционные функции. В рамках модели Хуа и др. [86] указанный факт был продемонстрирован в работе [98] для угла рассеяния

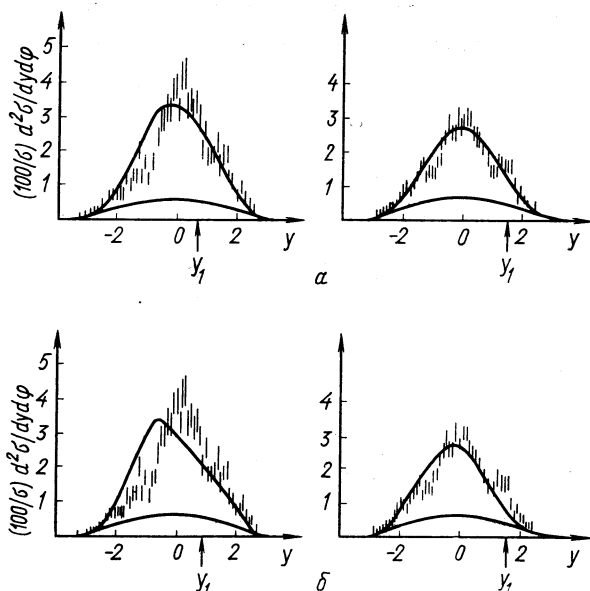


Рис. 53. То же, что и на рис. 52, для двух быстрот выделяемой частицы ($y_1 = 0,8$ и $1,6$; $\theta_1 = 45$ и 20°) в сравнении с результатами моделей $qq \rightarrow qq$, использующих [33]:

a — феноменологическое выражение сечения (117) с $a = 1$, $N = 3$; $б$ — феноменологическое выражение сечения (1.2) из табл. 5

регистрируемой частицы, равного 90° и сопровождался появлением резко выраженных периферичных пиков в распределениях для задней полусферы.

Из рис. 52, б заключаем, что $qM \rightarrow Mq$ -модель, использующая выражение сечения жесткого рассеяния [см. табл. 5, (4.1)], предложенное первоначально в модели СИМ, в большой степени непериферична, что приводит к максимуму в области $y_1 y_2 > 0$. Это заключение отличается от сделанного ранее в работе [97], поскольку

ку тогда еще не было экспериментальных данных [8], но согласуется с выводами Фокса [31]. Такое качественно неверное поведение не зависит от конкретного механизма обмена составляющей. Если таким же образом параметризовать сечение кварк-кваркового рассеяния [см. табл. 5, (1.3)], то обнаружим тот же тип корреляций на рис. 52, в. Таким образом, неприменимость обеих моделей обуславливается неправильным показателем степени в выражении (117): $N = 2$. Данные для $\theta = 20^\circ$ могут быть успешно описаны с помощью моделей 1—4 (см. разд. 3), использующих эмпирическую параметризацию сечения жесткого рассеяния (117) с показателем степени $N = 3$. Это же справедливо и для выражений сечений, предложенных Филдом и Фейнманом [51] [см. табл. 5, (1.2)] и Байером и др. [98] [см. табл. 5, (2.1)]. Ведущий член всех этих параметризаций имеет вид $d\sigma/d\hat{t} \approx 1/\hat{t}^3$. Параметр a в формуле (117) осуществляет последующий контроль степени периферичности, которая вводится с $N = 3$. Наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается при $a = 1$ для процесса $qq \rightarrow qq$ и $a = 0,5$ для других элементарных процессов. На рис. 53 приведено сравнение с данными лишь для модели $qq \rightarrow qq$.

В результате этих исследований приходим к выводу, что существующие в настоящее время данные не позволяют сделать различия между моделями, но в то же время дают возможность предсказать, что такое различие может быть обнаружено в экспериментах с большими поперечными импульсами регистрируемой частицы, с различными типами регистрируемых частиц (например, K^-), и соответствующие данные о корреляциях для различных пучков частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Большинство полученных к настоящему времени экспериментальных данных совместимо с предсказаниями моделей жесткого рассеяния. По этой причине нам кажется, что модель жесткого рассеяния является обоснованной. Есть достаточно хорошее доказательство существования струй в реакциях с большими p_\perp , что также предсказывается этими моделями. Однако полная картина пока еще до конца не понята. Мы уже говорили об эмпирическом характере выражений сечений жестких соударений в большинстве моделей, об отсутствии глубокого теоретического понимания взаимосвязи между проблемой удержания кварков и эффектом рождения струй и о том факте, что пока мы не в состоянии сделать окончательный выбор между моделями жесткого рассеяния.

В табл. 8 подводится итог положения дел в различных моделях жесткого соударения, рассмотренных в этом обзоре.

Результаты сравнения моделей жесткого рассеяния с данными эксперимента *

Сравниваемые величины	$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$	$qM \rightarrow Mq$ (СГМ)	$qM \rightarrow qM$
p_{\perp} -Зависимость в $p\bar{p}$	Хорошее согласие	Проблемы с π^+/π^-	Хорошее согласие; для отношения π^+/π^- необходимо учесть суперпозиции f - и n_f -мезонов	Хорошее согласие
Отношение R (p/π)	Хорошее согласие, но необходимо постоянное F_{π}^q F_{π}^q вал	Проблемы с абсолютным значением	Хорошее согласие	Хорошее согласие
y -Распределение в $p\bar{p}$ и $p\bar{p}$ при $p_{\perp} = 1$ Гэв/с	Хорошее согласие	Хорошее согласие	π^+/π^- -Асимметрия слишком мала	Хорошее согласие
Рождение K^{\pm} , p , \bar{p}	K^{\pm} — хорошее согласие	Проблемы с K^+/\bar{K}^- при больших p_{\perp}	Хорошее согласие	Вероятно, все хорошо

Одночастичные распределения

Сравнимые величины	$qq \rightarrow qq$	$\bar{q}\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$	$qM \rightarrow Mq$ (SIM)	$qM \rightarrow qM$
<p>y-Зависимость, форма</p>	<p>Хорошее согласие; форм-факторы кварков исследованы</p>	<p>Хорошее согласие; регистрируемая частица предположительно f</p>	<p>Хорошее согласие; регистрируемая частица предположительно $n\bar{f}$. Исключается зависимость $d\sigma/dt \sim 1/\hat{s}^2 us + 1/\hat{s}^4$</p>	<p>Хорошее согласие; предположительная регистрируемая частица от f</p>
<p>dN/dx_e и нормировка y-зависимости</p>	<p>Во всех моделях проблемы с абсолютной нормировкой; предлагаемые поправки: отклонение от скейлинга для $\sigma(z)$, суперпозиция f и $n\bar{f}$, учет поперечных импульсов партоннов в адронах и адронов в струях</p>			
<p>СНК — нарушение скейлинга для dN/dx_e</p>	<p>Проблемы во всех моделях; слабое нарушение скейлинга в $G(z)$</p>			
<p>Корреляции и ассоциативные множественности для передней полусферы</p>	<p>Хорошее согласие</p>	<p>Хорошее согласие только при учете вкладов f-мезонов для передней полусферы</p>		

* f — вклад фрагментирующих мезонов; $n\bar{f}$ — вклад нефрагментирующих мезонов.

Корреляции для противоположной полусферы

П Р И Л О Ж Е Н И Е 1

**ДВУХСТРУЙНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ, ОДНОЧАСТИЧНЫЕ
И ДВУХЧАСТИЧНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ПРОТИВОПОЛОЖНОЙ
ПОЛУСФЕРЫ В МОДЕЛЯХ ЖЕСТКИХ СОУДАРЕНИЙ**

В данном приложении собраны конкретные выражения, встречающиеся в рассмотренных нами моделях.

В табл. П.1 — П.4 принято:

$$\tau_{ik} = 1, \quad (\text{П.1})$$

если кварк i является составляющей мезона k , и

$$\tau_{ik} = 0 \quad (\text{П.2})$$

в противном случае.

На рис. П.1 определены кварковые линии, использующиеся в рис. П.2.

Т а б л и ц а П.1

Элементарный процесс	$X(x_1, x_2, z)$
$qq \rightarrow qq$ (Рис. П.2, а)	$\sum_i \sum_j F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^i(z) + \frac{d\sigma}{du} G_C^j(z) \right]$
$q\bar{q} \rightarrow MM$ (Рис. П.2, б)	$\sum_{i, j, k} \left(F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^k(z) \tau_{ik} + \frac{d\sigma}{du} G_C^k(z) \tau_{jk} \right] + F_A^j(x_1) F_B^i(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^k(z) \tau_{jk} + \frac{d\sigma}{du} G_C^k(z) \tau_{ik} \right] \right)$
$qM \rightarrow qM$ (Рис. П.2, в)	$\sum_{i, j} \left(F_A^j(x_1) F_B^i(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^j(z) + \frac{d\sigma}{du} G_C^i(z) \right] + F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^i(z) + \frac{d\sigma}{du} G_C^j(z) \right] \right)$
$qM \rightarrow Mq$ (Рис. П.2, г)	$\sum_{i, j, k, l} \tau_{il} \tau_{kj} \delta(Q_i + Q_j - Q_l - Q_k), 0 \times$ $\times \left[F_A^j(x_1) F_B^i(x_2) \left(\frac{d\sigma}{dt} G_C^k(z) + \frac{d\sigma}{du} G_C^l(z) \right) + F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \left(\frac{d\sigma}{dt} G_C^l(z) + \frac{d\sigma}{du} G_C^k(z) \right) \right]$

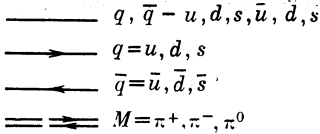
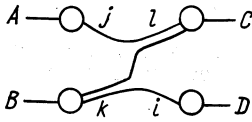
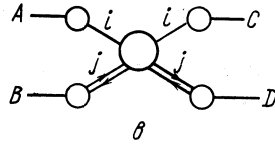
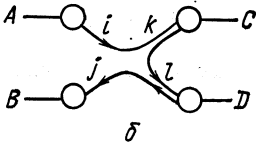
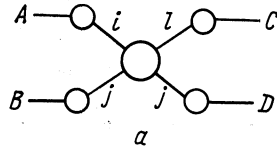
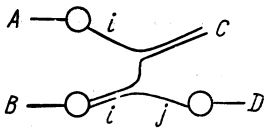
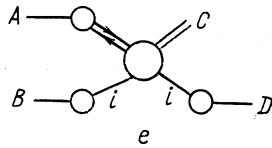
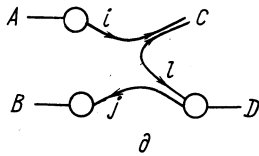
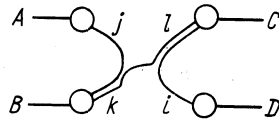


Рис. П.1



+

2



+

ж

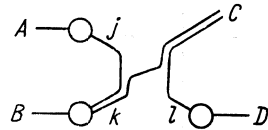


Рис. П.2

Одночастичные распределения с фрагментирующими составляющими. Одночастичное распределение имеет вид

$$E_C \frac{d^3\sigma}{d^3p_C} \approx \frac{4}{xp_{\perp c}^3} \int \int dx_1 dx_2 X(x_1, x_2, z) \frac{\eta}{(1+\eta)_2} \quad (\text{П.3})$$

Функция $X(x_1, x_2, z)$ для различных элементарных процессов определена в табл. П.1.

Соответствующие кинематические соотношения записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} \eta &= (x_1/x_2) \operatorname{tg}^2 (\theta_C/2); \\ z &= (x_{\perp C}/2) (1 + \eta)/x_1 \operatorname{tg} (\theta_C/2). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.4})$$

Пределы интегрирования равны

$$\left. \begin{aligned} x_1 x_{\perp C} \operatorname{tg} (\theta_C/2)/[2x_1 - x_{\perp C} \operatorname{ctg} (\theta_C/2)] &\leq x_2 \leq 1; \\ x_{\perp C} \operatorname{ctg} (\theta_C/2)/[2 - x_{\perp C} \operatorname{tg} (\theta_C/2)] &\leq x_1 \leq 1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.5})$$

Одночастичные распределения с нефрагментирующими мезонами. Одночастичное распределение имеет вид

$$E_C \frac{d^3\sigma}{d^3p_C} \approx \frac{2}{x_{\perp C} \pi} \int \frac{dx_1 \operatorname{tg} (\theta_C/2)}{\left[1 - \frac{x_{\perp C}}{2} \frac{1}{x_1} \operatorname{ctg} (\theta_C/2)\right]^2} \frac{\eta}{(1 + \eta)^2} Y(x_1, x_2). \quad (\text{П.6})$$

Для различных элементарных процессов функция $Y(x_1, x_2)$ определена в табл. П.2. Соответствующие кинематические соотношения задаются формулами

$$\left. \begin{aligned} \eta &= (x_1/x_2) \operatorname{tg}^2 (\theta_C/2); \quad x_2 = (x_{\perp C}) \operatorname{tg} (\theta_C/2) \times \\ &\times [1 - (x_{\perp C}/2) (1/x_1) \operatorname{ctg} (\theta_C/2)]^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.7})$$

Пределы интегрирования равны

$$x_{\perp C} \operatorname{ctg} (\theta_C/2)/[2 - x_{\perp C} \operatorname{tg} (\theta_C/2)] \leq x_1 \leq 1. \quad (\text{П.8})$$

Т а б л и ц а П.2

Элементарный процесс	$Y(x_1, x_2)$
$q\bar{q} \rightarrow MM$ (Рис. П.2, д)	$\sum_{i, j} (F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} \tau_{iC} + \frac{d\sigma}{d\hat{u}} \tau_{iC} \right] + F_A^j(x_1) F_B^i(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} \tau_{jC} + \frac{d\sigma}{d\hat{u}} \tau_{jC} \right])$
$qM \rightarrow qM$ (Рис. П.2, е)	$\sum_i (F_A^C(x_1) F_B^i(x_2) \frac{d\sigma}{dt} + F_A^i(x_1) F_B^C(x_2) \frac{d\sigma}{d\hat{u}})$
$qM \rightarrow Mq$ (Рис. П.2, ж)	$\sum_{i, j, k} \tau_{iC} \tau_{kj} \delta_{(Q_i + Q_j - Q_j - Q_k), 0} \times (F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \frac{d\sigma}{dt} + F_A^j(x_1) F_B^i(x_2) \frac{d\sigma}{d\hat{u}})$

Двухчастичные распределения; все составляющие фрагментируют. Двухчастичное распределение представляется в виде

$$E_C E_D \frac{d^6 \sigma}{d^3 p_C d^3 p_D} \frac{16}{\pi s x_{\perp C}^2 x_{\perp D}^2} \times \int \frac{x_1 dx_1}{(\operatorname{ctg}(\theta_1/2) + \operatorname{ctg}(\theta_2/2))^2} V(x_1, x_2, z_1, z_2). \quad (\text{П.9})$$

Функция $V(x_1, x_2, z_1, z_2)$ для различных элементарных процессов приводится в табл. П.3.

Интересующие нас кинематические соотношения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \operatorname{tg}(\theta_C/2) \operatorname{ctg}(\theta_D/2); \\ x_2 &= x_1 \operatorname{tg}(\theta_C/2) \operatorname{tg}(\theta_D/2); \\ z_1 &= z_{\perp C} (1 + \eta) / 2x_1 \operatorname{tg}(\theta_C/2); \\ z_2 &= x_{\perp D} (1 + \eta) / 2x_1 \operatorname{tg}(\theta_C/2). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.10})$$

Пределы интегрирования определяются неравенством:

$$\max \left(\frac{x_{\perp C} (1 + \eta)}{2 \operatorname{tg}(\theta_C/2)}, \frac{x_{\perp D} (1 + \eta)}{2 \operatorname{tg}(\theta_D/2)} \right) \leq x_1 \leq \min(1, \operatorname{ctg}(\theta_C/2) \operatorname{ctg}(\theta_D/2)). \quad (\text{П.11})$$

Двухчастичные распределения; регистрируемый мезон не фрагментирует. Двухчастичное распределение представляется формулой

$$E_C E_D \frac{d^6 \sigma}{d^3 p_C d^3 p_D} \approx \frac{2}{\pi s x_{\perp D}^2} U(x_1, x_2, z_2). \quad (\text{П.12})$$

Функция $U(x_1, x_2, z_2)$ для различных элементарных процессов приведена в табл. П.4. Кинематические соотношения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= (x_{\perp C} / 2) [\operatorname{ctg}(\theta_C/2) + \operatorname{ctg}(\theta_D/2)]; \\ x_2 &= (x_{\perp C} / 2) [\operatorname{tg}(\theta_C/2) + \operatorname{tg}(\theta_D/2)]; \\ z_2 &= x_{\perp D} (1 + \eta) / 2x_1 \operatorname{tg}(\theta_C/2). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.13})$$

Двухструйное распределение. Двухструйное распределение имеет вид

$$E_l E_k \frac{d^3 \sigma_J}{d^3 p_l d^3 p_k} = \frac{1}{\pi} \sum_{i, j} F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \frac{d\sigma}{d\hat{t}} \delta^{(2)}(p_{\perp l} + p_{\perp k}). \quad (\text{П.14})$$

Кинематические переменные \hat{s} и \hat{t} , описывающие партон-партонное соударение, определяются соотношениями

$$\hat{s} \approx p_{\perp}^2 [1 + \operatorname{tg}(\theta_l/2) \operatorname{ctg}(\theta_k/2)] [1 + \operatorname{tg}(\theta_k/2) \operatorname{ctg}(\theta_l/2)]; \quad (\text{П.15})$$

$$\hat{t} \approx -p_{\perp}^2 [1 + \operatorname{tg}(\theta_l/2) \operatorname{ctg}(\theta_k/2)]. \quad (\text{П.16})$$

Доли продольных импульсов x_1 и x_2 налетающих партонов определяются следующим образом:

$$x_1 = (p_{\perp} / \sqrt{\hat{s}}) [\operatorname{ctg}(\theta_l/2) + \operatorname{ctg}(\theta_k/2)]; \quad (\text{П.17})$$

$$x_2 = (p_{\perp} / \sqrt{\hat{s}}) [\operatorname{tg}(\theta_l/2) + \operatorname{tg}(\theta_k/2)]. \quad (\text{П.18})$$

Таблица П.3

Элементарный процесс	$V(x_1, x_2, z_1, z_2)$
$qq \rightarrow qq$ (Рис. П.2, а)	$\sum_i \sum_j F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^i(z_1) G_D^j(z_2) + \frac{d\sigma}{du} G_C^j(z_1) G_D^i(z_2) \right]$
$q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$ (Рис. П.2, б)	$\sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \delta_{(Q_i+Q_j-Q_k-Q_l), 0} \left(F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \times \right. \\ \times \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^k(z_1) G_D^l(z_2) \tau_{ik} \tau_{jl} + \frac{d\sigma}{du} G_C^k(z_1) G_D^l(z_2) \tau_{il} \tau_{jk} \right] + \\ + F_A^j(x_1) F_B^i(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^k(z_1) G_D^l(z_2) \tau_{il} \tau_{ik} + \right. \\ \left. + \frac{d\sigma}{du} G_C^k(z_1) G_D^l(z_2) \tau_{ik} \tau_{jl} \right] \Big)$
$qM \rightarrow qM$ (Рис. П.2, в)	$\sum_{ij} \left(F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^i(z_1) G_D^j(z_2) + \frac{d\sigma}{du} G_C^j(z_1) G_D^i(z_2) \right] + F_A^j(x_1) F_B^i(x_2) \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{d\sigma}{dt} G_C^j(z_1) G_D^i(z_2) + \frac{d\sigma}{du} G_C^i(z_1) G_D^j(z_2) \right] \right)$
$qM \rightarrow Mq$ (Рис. П.2, г)	$\sum_{i, j, kl} \delta_{(Q_k+Q_j-Q_i-Q_l), 0} \left\{ \tau_{ik} \tau_{jl} \left[F_A^j(x_1) F_B^k(x_2) \times \right. \right. \\ \times \left(\frac{d\sigma}{dt} G_C^l(z_1) G_D^i(z_2) + \frac{d\sigma}{du} G_C^i(z_1) G_D^l(z_2) \right) + \\ + F_A^k(x_1) F_B^j(x_2) \left(\frac{d\sigma}{dt} G_C^i(z_1) G_D^l(z_2) + \right. \\ \left. + \frac{d\sigma}{du} G_C^l(z_1) G_D^i(z_2) \right) \Big] + \tau_{jk} \tau_{il} \left[F_A^j(x_1) F_B^k(x_2) + \right. \\ \left. + F_A^k(x_1) F_B^j(x_2) \right] \left(\frac{\partial \sigma^*}{\partial t} \right) \left(G_C^i(z_1) G_D^l(z_2) + \right. \\ \left. + G_C^l(z_1) + G_C^l(z_1) G_D^i(z_2) \right) \Big\}$

Таблица П.4

Элементарный процесс	$U(x_1, x_2, z_2)$
$q\bar{q} \rightarrow MM$ (Рис. П.2, д)	$\sum_{i, j, l} \delta_{(Q_i+Q_j-Q_C-Q_l), 0} \left(F_A^i(x_1) F_B^j(x_2) \times \right. \\ \times \left[\frac{d\sigma}{dt} G_D^l(z_2) \tau_{iC} \tau_{jL} + \frac{d\sigma}{d\hat{u}} G_D^l(z_2) \tau_{iL} \tau_{jC} \right] + \\ + F_A^j(x_1) F_B^i(x_2) \left[\frac{d\sigma}{dt} G_D^C(z_2) \tau_{iL} \tau_{jC} + \right. \\ \left. + \frac{d\sigma}{d\hat{u}} G_D^C(z_2) \tau_{iC} \tau_{jL} \right] \Big)$
$qM \rightarrow qM$ (Рис. П.2, е)	$\sum_i \left(F_A^C(x_1) F_B^i(x_2) \frac{d\sigma}{dt} G_D^i(z_2) + \right. \\ \left. + F_A^i(x_1) F_B^C(x_2) \frac{d\sigma}{d\hat{u}} G_D^i(z_2) \right)$
$qM \rightarrow Mq$ (Рис. П.2, ж)	$\sum_{i, j, k} \left(\delta_{(Q_k+Q_i-Q_j-Q_C), 0} \tau_{jk} \tau_{iC} \left[F_A^i(x_1) F_B^k(x_2) \times \right. \right. \\ \times \left. \left. \frac{d\sigma}{dt} G_D^j(z) + F_A^k(x_1) F_B^i(x_2) \frac{d\sigma}{d\hat{u}} G_D^j(z_2) \right] + \right. \\ \left. + \delta_{(Q_k+Q_j-Q_i-Q_C), 0} \tau_{jk} \tau_{iC} \left[F_A^k(x_1) F_B^j(x_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + F_A^j(x_2) F_B^k(x_2) \right] \frac{d\sigma^*}{dt} G_D^i(z_2) \right)$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРИ БОЛЬШИХ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСАХ

В этом приложении приведем приближенные выражения инклюзивных распределений, использующие простое приближение без учета корреляций для сечения образования двух струй (21) и функций фрагментации струй (10) и (П.4). Примем

$$A_1(\sqrt{\hat{s}}/2) = A_2(\sqrt{\hat{s}}/2) = 1.$$

Инклюзивное одночастичное распределение. Инклюзивное одночастичное распределение имеет вид

$$\frac{d^3\sigma}{dy_1 dq_{\perp 1} d\varphi_1} = \int_{q_{\perp 1}}^{\sqrt{s}/2} dP_{\perp} \int_{Y_{s1}}^{Y_{s2}} dY_s \int_{Y_{01}}^{Y_{02}} dY_0 \int_{\varphi_2 - \pi/2}^{\varphi_1 + \pi/2} d\Phi \times$$

$$\times \frac{d^4\sigma_J}{dY_s dY_0 dP_{\perp} d\Phi} \frac{d^3n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} d\varphi_1 dy_1}. \quad (\text{П.19})$$

В рамках нашей параметризации сечения образования струи и функции фрагментации струи четыре интеграла факторизуются. Расширяя область интегрирования по Y_s и Y_0 до области $-\infty \leq Y_s, Y_0 \leq \infty$, получаем

$$\frac{d^3\sigma}{dy_1 dq_{\perp 1} d\varphi_1} = \text{erf}\left(\frac{\pi}{2c_1}\right) W_1(y_1, B_s, c_1) \times$$

$$\times \frac{CF!(N-2)!}{q_{\perp 1}^{N-2} (F+N-1)!} \exp^2(-2Dq_{\perp 1}/\sqrt{s}). \quad (\text{П.20})$$

Здесь

$$W_1(y_1, B_s, c_1) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{2B_s^2 + c_1^2}} \exp[-y_1^2/(2B_s^2 + c_1^2)] \quad (\text{П.21})$$

и

$$c_i = b/q_{\perp i}. \quad (\text{П.22})$$

Двухчастичные распределения для передней полусферы. Приведем выражение, проинтегрированное по $d(y_1 + y_2)$ и проинтегрированное по азимутальному углу φ_2 в интервале $\varphi_1 - \Delta\phi \leq \varphi_2 \leq \varphi_1 + \Delta\phi$:

$$\frac{d^4\sigma}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} d(y_1 - y_2) d\varphi_1} = \int_{\varphi_1 - \Delta\phi}^{\varphi_1 + \Delta\phi} d\varphi_2 \int_{-\infty}^{\infty} d(y_1 + y_2) \int_{q_{\perp 1} + q_{\perp 2}}^{\sqrt{s}/2} dP_{\perp} \int_{Y_{01}}^{Y_{02}} dY_0 \times$$

$$\times \int_{\varphi_{\text{мин}} + \frac{\pi}{2}}^{\varphi_{\text{макс}} + \frac{\pi}{2}} d\Phi \frac{d^4\sigma_J}{dY_s dY_0 dP_{\perp} d\Phi} \frac{d^6n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} dy_1 dy_2 d\varphi_1 d\varphi_2}; \quad (\text{П.23})$$

$$\varphi_{(\text{мин})}^{\text{макс}} = \max_{(\text{мин})}(\varphi_1, \varphi_2). \quad (\text{П.24})$$

Действуя как и ранее, получаем

$$\frac{d^4\sigma}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} d(y_1 - y_2) d\varphi_1} = A_1(\Delta\phi, c_1, c_2) W_2((y_1 - y_2), B_s, c_1, c_2) \frac{(F+1)^2}{q_{\perp 1} q_{\perp 2}} \times$$

$$\times \frac{1}{(q_{\perp 1} + q_{\perp 2})^{N-1}} \exp\left(-\frac{2D(q_{\perp 1} + q_{\perp 2})}{\sqrt{s}}\right) \frac{CF!(N-2)!}{(F+N-1)!}. \quad (\text{П.25})$$

Здесь принято следующее сокращение:

$$W_2((y_1 - y_2), B_s, c_1, c_2) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{c_1^2 c_2^2 / 2B_s^2 + c_1^2 + c_2^2}} \times \exp \left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{c_1^2 c_2^2 / 2B_s^2 + c_1^2 + c_2^2} \right]. \quad (\text{П.26})$$

Азимутальный аксептанс определяется формулой

$$A_1(\Delta\phi, c_1, c_2) = \int_{-\Delta\phi}^{\Delta\phi} d\varphi_2 \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{c_1^2 + c_2^2}} \exp \left[-\frac{\varphi_2}{c_1^2 + c_2^2} \right] \times \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{c_1^2} + \frac{1}{c_2^2}} - \frac{\varphi_2}{c_2^2 \sqrt{\frac{1}{c_1^2} + \frac{1}{c_2^2}}} \right] - \operatorname{erf} \left[\left(\varphi_2 - \frac{\pi}{2} \right) \sqrt{\frac{1}{c_1^2} + \frac{1}{c_2^2}} - \frac{\varphi_2}{c_2^2 \sqrt{\frac{1}{c_1^2} + \frac{1}{c_2^2}}} \right] \right\}. \quad (\text{П.27})$$

Для достаточно больших $\Delta\phi$ и достаточно больших поперечных импульсов $q_{\perp 1}$ и $q_{\perp 2}$

$$A_1(\Delta\phi, c_1, c_2) \approx 1. \quad (\text{П.28})$$

Распределение для одной выделенной частицы и одной частицы противоположной полусферы. Приведем выражение, получаемое интегрированием по азимутальному углу в интервале $\varphi_1 + \pi - \Delta\phi \leq \varphi_2 \leq \varphi_1 + \pi + \Delta\phi$:

$$\frac{d^5\sigma}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} d\varphi_1 dy_1 dy_2} = \int_{\varphi_1 + \pi - \Delta\phi}^{\varphi_1 + \pi + \Delta\phi} d\varphi_2 \int_{q_{\perp 1}}^{V_s/2} dP_{\perp} \int_{Y_{01}}^{Y_{02}} dY_0 \int_{Y_{s1}}^{Y_{s2}} dY_s \int_{\varphi_{\text{макс}} - \pi/2}^{\varphi_{\text{мин}} + \pi/2} d\Phi \times \frac{d^4\sigma_J}{dY_s dY_0 dP_{\perp} d\Phi} \frac{d^3n_s(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dy_1 d\varphi_1} \frac{d^3n_0(\hat{s})}{dq_{\perp 2} dy_2 d\varphi_2}, \quad (\text{П.29})$$

где

$$\Phi_{(\text{мин})}^{\text{макс}} = \max_{(\text{мин})}(\varphi_1 + \pi, \varphi_2). \quad (\text{П.30})$$

Как и выше, получаем

$$\frac{d^5\sigma}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} dy_1 dy_2 d\varphi_1} = A_1(\Delta\phi, c_1, c_2) W_1(y_1, B_s, c_1) W_1(y_2, B_0, c_2) \times \frac{C(F+1)^2}{q_{\perp 1} q_{\perp 2}} \int_{q_{\perp 1}}^{V_s/2} dP_{\perp} \frac{1}{P_{\perp}^N} \exp \left(-\frac{2DP_{\perp}}{V_s} \right) \left(1 - \frac{q_{\perp 1}}{P_{\perp}} \right)^F \left(1 - \frac{q_{\perp 2}}{P_{\perp}} \right)^F. \quad (\text{П.31})$$

Распределение для регистрируемой частицы и двух частиц противоположной полусферы. Приведем выражение, проинтегрированное по $d(y_2 + y_3)$

и азимутальным углом φ_2 и φ_3 в интервале $\varphi_1 + \pi - \Delta\phi \leq \varphi_i \leq \varphi_1 + \pi + \Delta\phi$, $i = 2, 3$:

$$\begin{aligned} \frac{d^6\sigma}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} dq_{\perp 3} dy_1 d(y_2 - y_3) d\varphi_1} &= A_2(\Delta\phi, c_1, c_2, c_3) \times \\ &\times W_1((y_1, B_s, c_1) W_2(y_2 - y_3, B_0, c_2, c_3) \frac{C(F+1)^3}{q_{\perp 1} q_{\perp 2} q_{\perp 3}} \int_{q_{\perp 1}}^{V\sqrt{s}/2} dP_{\perp} \frac{q_{\perp 1}}{P_{\perp}} \times \\ &\times \exp\left(-\frac{2DP_{\perp}}{V\sqrt{s}}\right) \left(1 - \frac{q_{\perp 1}}{P_{\perp}}\right)^F \left(1 - \frac{q_{\perp 2} + q_{\perp 3}}{P_{\perp}}\right)^F. \end{aligned} \quad (\text{П.32})$$

Азимутальный аксептанс выражается функцией

$$\begin{aligned} A_2(\Delta\phi, c_1, c_2, c_3) &= \frac{1}{\pi \sqrt{c_1^2 c_2^2 + c_1^2 c_3^2 + c_2^2 c_3^2}} \times \\ &\times \int_{-\Delta\phi}^{\Delta\phi} d\varphi_2 \int_{-\Delta\phi}^{\Delta\phi} d\varphi_3 \exp\left[-\frac{c_3^2 \varphi_2^2 + c_2^2 \varphi_3^2 + c_1^2 (\varphi_2 - \varphi_3)^2}{c_1^2 c_2^2 + c_1^2 c_3^2 + c_2^2 c_3^2}\right] (1/2) \times \\ &\times \left\{ \operatorname{erf}\left[\left(\varphi_{\text{макс}} - \frac{\pi}{2}\right) \sqrt{\frac{1/c_1^2 + 1/c_2^2 + 1/c_3^2}{1/c_1^2 + 1/c_2^2 + 1/c_3^2} - \frac{\varphi_2/c_2^2 + \varphi_3^2/c_3^2}{1/c_1^2 + 1/c_2^2 + 1/c_3^2}}\right] - \right. \\ &\left. - \operatorname{erf}\left[\left(\varphi_{\text{мин}} + \pi/2\right) \sqrt{\frac{1/c_1^2 + 1/c_2^2 + 1/c_3^2}{1/c_1^2 + 1/c_2^2 + 1/c_3^2} - \frac{\varphi_2/c_2^2 + \varphi_3/c_3^2}{1/c_1^2 + 1/c_2^2 + 1/c_3^2}}\right] \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П.33})$$

П Р И Л О Ж Е Н И Е 3

ИНКЛЮЗИВНОЕ ДВУХЧАСТИЧНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ СТРУИ

Так же как в разд. 2, определим двухчастичное распределение для фрагментации одной струи в полной с. ц. м.:

$$\begin{aligned} \frac{d^6n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} dy_1 dy_2 d\varphi_1 d\varphi_2} &= \frac{(F+1)^2}{P_{\perp 1} q_{\perp 2}} A_2\left(\frac{V\sqrt{s}}{2}\right) \left(1 - \frac{q_{\perp 1} + q_{\perp 2}}{P_{\perp}}\right)^F \times \\ &\times (1/\pi c_1 c_2) \exp\left[-\frac{(y_1 - Y_J)^2}{c_1^2} - \frac{(y_2 - Y_J)^2}{c_2^2}\right] (1/\pi c_1 c_2) \times \\ &\times \exp[-(\varphi_1 - \Phi_J)^2/2 - (\varphi_2 - \Phi_J)^2/2]. \end{aligned} \quad (\text{П.34})$$

Здесь и далее принимается сокращение $c_i = b/q_{\perp i}$, $i = 1, 2, 3$.

Функция нормировки $A_2(V\sqrt{s}/2)$ находится из принципа сумм для поперечных импульсов:

$$\begin{aligned} \int_0^{P_{\perp} - q_{\perp 1}} dq_{\perp 2} q_{\perp 2} \int dy_2 d\varphi_2 \frac{d^6n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} dy_1 dy_2 d\varphi_1 d\varphi_2} &= (P_{\perp} - q_{\perp 1}) \times \\ &\times \frac{d^3n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dy_1 d\varphi_1}. \end{aligned} \quad (\text{П.35})$$

Асимптотически $A_2 (\sqrt{\hat{s}}/2) \sim 1$.

Двухчастичное распределение проинтегрированное по переменным частицы 2, получается из двухчастичного распределения (II.1):

$$\begin{aligned} & \left\{ \langle n_2(\hat{s}) \rangle_{q_{\perp 1}} \frac{d^3 n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dy_1 d\varphi_1} \right\} = \\ & = \frac{\hat{E}_J}{\text{ch} \hat{Y}_J} - q_{\perp 1} \int_{\frac{b'}{\text{ch} \hat{Y}_J}}^{dq_{\perp 2}} \int_{Y_L(\hat{Y}_J, q_1)}^{Y_U(\hat{Y}_J, q_1)} dy_2 \int_{\Phi_L(\Phi_J, q_1)}^{\Phi_U(\Phi_J, q_1)} d\varphi_2 \times \\ & \times \frac{d^3 n(\hat{s})}{dq_{\perp 1} dq_{\perp 2} dy_1 dy_2 d\varphi_1 d\varphi_2}. \end{aligned} \quad (\text{II.36})$$

Чисто кинематические пределы интегрирований по y_2 и φ_2 заменим на $Y_L \rightarrow -\infty$, $Y_U \rightarrow \infty$ и $\Phi_L \rightarrow -\infty$, $\Phi_U \rightarrow \infty$; в этом приближении для $F = 1$ или 2 получим следующий результат:

$$\begin{aligned} & \left\{ \langle n_2(\hat{s}) \rangle_{q_1} \frac{d^3 n(\hat{s})}{dy_{\perp 1} dy_1 d\varphi_1} \right\} \sim \frac{1}{c_1 \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(y_1 - Y_J)^2}{c_1^2} \right] \frac{1}{c_1 \sqrt{\pi}} \times \\ & \times \left\{ \exp \left[-\frac{(\varphi_1 - \Phi_J)^2}{c_1^2} \right] \left\{ \left(1 - \frac{q_{\perp 1}}{P_{\perp}} \right)^F \ln \left[\frac{\hat{E}_J}{b'} \left(1 - \frac{q_{\perp 1}}{P_{\perp}} \right) \right] - \right. \right. \\ & \left. \left. - F \left(1 - \frac{q_{\perp 1}}{P_{\perp}} - \frac{b'}{\hat{E}_J} \right) \left(1 - \frac{q_{\perp 1}}{P_{\perp}} \right)^{F-1} + \frac{F-1}{2} \left[\left(1 - \frac{q_{\perp 1}}{P_{\perp}} \right)^2 - \frac{b'^2}{\hat{E}_J^2} \right] \right\} \right. \end{aligned} \quad (\text{II.37})$$

где

$$b'/\hat{E}_J < (1 - q_{\perp 1}/P_{\perp}). \quad (\text{II.38})$$

Фигурные скобки в левой части приведенного выше выражения указывают на то, что данный член не является произведением одночастичного распределения и множественности струи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Büsser F. W. e.a. In: Proc. of 16th Intern. Conf. on High Energy Physics, NAL, Batavia, 1972. V. 3. Batavia, Eds J. D. Jackson and A. Roberts, 1972, p. 317.
2. Büsser F. W. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 46, p. 471.
3. Cottrell R. L. e.a. Ibid., 1975, v. 55, p. 341.
4. Della Negra M. e.a. Ibid., 1975, v. 59, p. 481.
5. Della Negra M. e.a. Ibid., 1975, v. 59, p. 401.
6. Della Negra M. e.a. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 104, p. 365.
7. Della Negra M. e.a. Contribution to the Tbilisi Conf. Preprint CERN-EP/PHYS 76-35; 76-43, 1976.
8. Della Negra M. In: Proc. of 7th Intern. Symp. on Many Particle Production, Tutzing, BRD, June 21-26, 1976, p. 189.

9. Eggert K. e.a. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 98, p. 49.
10. Darriculat P. e.a. Ibid., 1976, v. 107, p. 429.
11. Eggert K. e.a. Ibid., 1975, v. 98, p. 73.
12. Büsser F. W. e.a. Ibid., 1976, v. 106, p. 1.
13. Alper B. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 47, p. 275.
14. Alper B. e.a. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 87, p. 19.
15. Alper B. e.a. Ibid., 1975, v. 100, p. 237.
16. Banner M. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 537.
17. Kephart R. e.a. «Phys. Rev. D», 1976, v. 14, p. 2909.
18. Sosnowski R. In: Proc. of 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, July 1976, p. A4-3.
19. Antreasyan D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1977, v. 38, p. 112.
20. Antreasyan D. e.a. Ibid., 1977, v. 38, p. 115.
21. Donaldson G. e.a. Ibid., 1976, v. 36, p. 1110.
22. Donaldson C. e.a. Inclusive production at large transverse momentum for $\pi^\pm p$ - and pp -interactions at 100 and 200 GeV/c; contribution to the Tbilisi Conference.
23. Carey D. C. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 24; v. 44, p. 327.
24. Appel J. A. e.a. Ibid., 1974, v. 33, p. 719, 722.
25. Cronin J. W. e.a. Ibid., 1973, v. 31, p. 1426; «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 3105.
26. Büsser F. W. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 51, p. 306.
27. Darriculat P. In: Proc. of 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, July 1976, p. A4-23.
28. Dakin J. T. e.a. «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 1401.
29. Capilluppi P. e.a. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 79, p. 189.
30. Bromberg C. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1977, v. 38, p. 1447.
31. Fox G. C. California Institute of Technology Preprint CALT-68-573, 1976.
32. Brodsky S. J. In: Talk at the 8th Colloquium on Many Particle Production, Kaiserberg, France, June 1977.
33. Ilgenfritz E-M. e.a. Karl-Marx-University Preprint KMU-HEP 77-C1, 1977.
34. Schiller A. e.a. «Acta phys. polon. B», 1977.
35. Gell-Mann M. «Phys. Lett.», 1964, v. 8, p. 214;
Zweig G. Preprint CERN-TH 401, 412, 1964.
36. Kokkede J. J. J. The Quark Model. N.Y., Benjamin Inc. Publ., 1969.
Коккеде Я. Теория кварков. Пер. с англ. М., «Мир», 1971.
37. Dalitz R. H. In: Proc. of 7th Intern. Conf. on Few Body Problems in Nuclei and Particle Physics (1975-76). H. Amsterdam — N.Y.—Oxford, North-Holland, 1976; Lipkin H. J. «Phys. Rep. C», 1973, v. 8, p. 173.
38. Feynman R. P. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1415; Photon Hadron Interactions. N.Y., Benjamin Inc. Publ., 1972.
39. Bjorken J. D. «Phys. Rev.», 1969, v. 179, p. 1547.
40. Taylor R. E. In: Proc. of 1975 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, August 1975, Stanford.
41. McElhaney R., Tuan S. F. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 2667.
42. Barger V., Phillips R. J. N. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 73, p. 269.
43. Sehgal L. M. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 90, p. 471.
44. Kripfganz J. (не опубликован, см. ссылку 33).
45. Berman S., Bjorken J. D., Kogut J. «Phys. Rev. D», 1974, v. 4, p. 3388.
46. Bjorken J. D. Ibid., 1973, v. 8, p. 4098.
47. Ellis S. D., Kislinger M. B. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 2027.
48. Sivers D., Brodsky S., Blankenbecler R. «Phys. Rev. C», 1976, v. 23, p. 1.
49. Matveev V. A., Muradjan R. M., Tavkhelidze A. N. «Lett. Nuovo cimento», 1973, v. 7, p. 719.
50. Brodsky S. J., Farrar G. R. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1153.

51. Field R. D., Feynman R. P. California Institute of Technology. Preprint CALT 68-565, 1976.
52. Kripfganz J., Ranft J. «Nucl. Phys. B», 1977, v. 124, p. 353.
53. Gribov V. N., Lipatov L. N. «Phys. Lett. B», 1971, v. 37, p. 78.
54. Fishbane P. M., Sullivan J. D. «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 3568.
55. Eylon Y., Zarmi Y. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 83, p. 475.
56. Llewellyn-Smith C. H. «Phys. Rev.», 1972, v. 3, p. 263.
57. Gunion J. F., Brodsky S. J., Blankenbecler R. «Phys. Lett. B», 1972, v. 39, p. 649; «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 287; 1972, v. 6, p. 2652; «Phys. Lett. B», 1973, v. 42, p. 461.
58. Landshoff P. V., Polinghorne J. C. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 4157; «Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 361; «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 891.
59. Ratio R. O., Ringland G. A. «Phys. Rev. D», 1976, v. 14, p. 2291.
60. Bjorken J. D. «Acta phys. polon. B», 1974, v. 5, p. 893.
61. Bjorken J. D. In: Proc. of Summer Institute in Particle Physics, 1975, SLAC 191, p. 85.
62. Ellis S. D., Jacob M., Landshoff P. V. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 108, p. 93.
63. Ranft G., Ranft J. Ibid., v. 110, p. 493.
64. Jacob M., Landshoff P. V. Preprint CERN-TH 2181, 1976.
65. Furmanski W., Wosiek J. University of Cracow Preprint TP JU 76-7, 76-8, 76-13, 1976.
66. Ranft G., Ranft J. «Acta phys. polon. B», 1977, v. 8, p. 179.
67. Ranft G., Ranft J. Ibid., p. 275.
68. Левин Е. М., Рыскин М. Г. «ЖЭТФ», 1975, т. 69, с. 1537.
69. Kajantie K. Rapporteur's talk at the European Conf. on Elementary Particles. Budapest, July 1977.
70. Gronau M., Zarmi Y. Preprint Technion PH-77-30, 1977.
71. Anderson K. J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 799.
72. Branson J. G. e.a. Ibid., 1977, v. 38, p. 1334.
73. Lederman L. M., Pope B. G. «Phys. Lett. B», 1977, v. 66, p. 486.
74. Hayot F., Henyey F., Le Ballac M. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 80, p. 77; Kripfganz J., Ranft G. Karl-Marx-University report, KMU-HEP 74-13, 1974; Kirachner R. (to be published).
75. Close F. E., Jalzen F., Scott D. M. «Phys. Lett. B», 1977, v. 68, p. 447; Gunion J. F. Preprint UCD-76-8, 1976; Soper D. E. «Phys. Rev. Lett.», 1977, v. 38, p. 461; Kogut J. B. «Phys. Lett. B», 1977, v. 65, p. 377; Davis A. C., Squires E. J. Durham University Preprint, May, 1977; Polkinghorne J. C. Preprint CERN TH-2333, June, 1977.
76. Landshoff P. V. «Phys. Lett. B», 1977, v. 66, p. 453; Gunion J. F. Preprint UCD-76-8, 1976.
77. Anderson K. J. e.a. FNAL-preprint 1976; Hom D. C. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1374.
78. Combridge B. L. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 2893.
79. Feynman R. P., Field R. D., Fox G. C. CALT-69-595, 1978.
80. Fontannaz M., Sciff D. Orsay preprint, June, 1977.
81. Della Negra M. e.a. CCHK-collaboration., Preprint CERN/EP/PHYS77-10-Rev, March 1977.
82. Ranft G., Ranft J. Preprint CERN-TH 2363, August, 1977.
83. Hagedorn R. Relativistic Kinematics. N.Y., Benjamin Inc. Publ., 1963.
84. Abad J., Cruz A., Alonso J. L. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 115, p. 533.
85. Michael C., Vanryckegehen L. Liverpool University. Preprint LTH-24, 1976.
86. Hwa R. C., Spiessbach A. J., Teper M. J. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1418.
87. Fischbach E., Look G. W. Pardue University Preprint, 1976.
88. Combridge B. L. «Phys. Lett. B», 1976, v. 62, p. 222.

89. Blankenbecler R., Brodsky S. J., Gunion J. *Ibid.*, 1972, v. 42, p. 461; «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 2652.
90. Brodsky S. J. Preprint SLAC-Pub. 1733, 1976.
91. Brodsky S. J., Gunion J. F. Preprint SLAC-Pub. 1804, 1976.
92. Blankenbecler R. e.a. Preprint SLAC-Pub. 1513, 1975.
93. Farrar G. R. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 17, p. 429.
94. Altarelli G. e.a. *Ibid.*, v. 69, p. 531.
95. Okada J., Pakvasa S., Tuan S. F. «Lett. Nuovo cimento», 1976, v. 16, p. 555.
96. Barger V., Weiler T., Phillips R. J. N. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 102, p. 433.
97. Raitio R. Wisconsin University Preprint COO-545, 1976.
98. Baier R. e.a. «Nucl. Phys. B», 1977, v. 118, p. 139.
99. Combridge B. L., Kripfganz J., Ranft J. Preprint CERN TH-2343.
100. Culter R., Sivers D. Preprint ANL-HEP-PR-40, June 1977; Contofouris A. P., Gaskell R., Nicolaidis A. McGill University. Reports, 1977.
101. Buras A. J., Gaemers K. J. F. Preprint CERN TH. 2322, 1977.
102. Hinchliffe I., Llewellyn-Smith C. H. Oxford Preprint OUTP 77-36, 1977; Glück M., Reya E. Mainz Report MZ-TH 77-3, 1977.
103. Shklovskaya A. e.a. Dubna-Leipzig-collaboration, Karl-Marx-University, Preprint KMU-HEP 77-03, 1977.
104. Carey D. C. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 53, p. 327.
105. Bartke J. e.a. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 117, p. 293.
106. Fretter W. B. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 57, p. 197.
107. Boos E. G. e.a. Alma-Ata — Dubna — Moscow — Kosice — Prague — Helsinki collaboration, paper 903, contribution to the 18 Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
108. Gasser J., Sukpatme U. P. Cambridge University. Preprint DAMPT 76-3, 1976.
109. Preparata G., Rossi G. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 111, p. 111.