

т

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2396/2-80

2/6-80
P2-80-79

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Н.К.Куциди,
А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, Э.Т.Цивцивадзе,
М.С.Чаргейшвили

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ МЕЗОНОВ
В КВАРКОВЫХ СТРУЯХ

Направлено в ЯФ

1980

Недавние исследования показали, что представления о кварк-глюонной структуре адронов, проявляющейся в глубоконеупругих лептон-адронных столкновениях, составляют весьма удобный подход к пониманию инклюзивных процессов в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях с большими и малыми поперечными импульсами /1-4/.

При этом изучение множественного рождения частиц в адронных процессах приобретает новые аспекты. Один из них - кварк-глюонный механизм элементарного акта взаимодействия адронов, определяющий структуру и состав многочастичных конечных состояний. Второй - струйная картина продуктов реакции: наблюдаемые вторичные частицы в основном коллимированы вдоль осей сталкивающихся составляющих. Поэтому при изучении кварковой структуры адронов и динамики кварковых взаимодействий оказывается весьма полезным привлечь экспериментальную информацию, накопленную в инклюзивном подходе к множественному рождению частиц в адронных столкновениях.

В данной работе мы обратимся к возможной связи между импульсными /х/-распределениями быстрых адронов в области фрагментации адронных соударений и в глубоконеупругом рассеянии лептонов с адронами*. В частности, будет сделана феноменологическая попытка объяснения того, как эффекты кварк-глюонного взаимодействия, нарушающие скейлинг в глубоконеупругой области, могут маскировать истинные распределения адронов в кварковых струях.

§1. Рассмотрим инклюзивное одночастичное распределение адрона с в области фрагментации адронов A(B).

$$F^{A(B) \rightarrow c}(x) \equiv \frac{x d\sigma^{AB \rightarrow c}}{c dx} = \frac{1}{\sigma} \int \frac{2E}{\pi\sqrt{s}} \frac{d\sigma^{AB \rightarrow c}}{d^2 p_{\perp} dx} d^2 p_{\perp}.$$

Основные закономерности инклюзивных процессов, в частности их масштабные свойства, могут быть поняты на основе соображений физического подобия и анализа размерностей /5/.

В рамках кварк-партонной модели вклад области фрагментации в одночастичный спектр $AB \rightarrow CX$ возникает из некогерентной суммы распадов валентных кварков, которые по предположению /6-8/

* Ссылки на литературу по этим вопросам можно найти в обзорах /1,2/ и работах /6-8/.

несут основную долю импульса адрона А. Более того, функция $F^{A(B) \rightarrow C}(x)$ может быть представлена сверткой распределения вероятности $f_i^A(x_1)$ составляющих i переносить долю x_1 полного импульса P_A и распределения последующей фрагментации составляющей i в адрон $C, D_i^C(x_2)$:

$$F^{A(B) \rightarrow C} = \sum_i \int dx_1 dx_2 f_i^A(x_1) D_i^C(x_2) \delta(x_1 x_2 - x). \quad /1/$$

Заметим, что выражение /1/ может быть получено на базе общих представлений для инклюзивных сечений, построенных в кварк-партонной модели^{/9/} в предположении точной масштабной инвариантности и малой виртуальности составляющих, пренебрежении поперечным движением, а также когерентными эффектами. Функции $f_i^A(x_1)$ и $D_i^C(x_2)$ представляют собой функции распределений и фрагментации кварков $i = u, d, s, c$ соответственно и определяются из экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на адронах.

В области фрагментации кварков функции распределений $f(x)$ и $D(x)$ ведут себя при $x \rightarrow 1$ как $(1-x)^n$, где величина показателя n определяется * правилами кваркового счета^{/10,11/}. В частности, эти правила предсказывают поведение $(1-x)^3$ для фрагментации протона и $(1-x)^1$ - для фрагментации π -мезона соответственно в согласии с экспериментом /поведение $f_q^\pi(x) \sim (1-x)^{1,05}$ было подтверждено недавно в опытах по образованию дилептонов в pN -соударениях^{/13/} /.

С учетом того, что предположение об универсальном характере кварковых распределений^{/14/} подтверждается рядом результатов, представляет интерес проверить предсказания правил кваркового счета в анализе инклюзивных сечений множественного образования частиц в нормальных /не предполагающая больших поперечных импульсов/ адрон-адронных столкновениях. Однако непосредственное сравнение формулы /1/ с экспериментальными распределениями по продольным импульсам (x) конечных адронов в адронных соударениях показывает их значительное расхождение^{/1,2/}. В ряде работ^{/6-8/} выходы из этой трудности искались на пути более подробного рассмотрения актов кварковых взаимодействий в различных областях x -переменной /процессов фрагментации вперед-назад/. Дело оказалось в необходимости различать эти акты фрагментации при $x \geq 0$ и соответственно характер кварковых взаимодействий. В частности, в предельном случае фрагментации^{/7/}, когда кварк, участвующий в процессе столкновения, несет большую часть всего импульса адрона, функция /1/, ока-

* С использованием связи между упругими и неупругими факторами адронов /см., например, /12//.

зывается, в основном зависит от функции фрагментации /распада/ кварка $F^{AB \rightarrow C}(x) \propto D_{q/A}^C(x)$, и, наоборот, в случае так называемой рекомбинации кварков ^{/8/} в конечном состоянии должна наблюдаться малоструйная картина и $F^{AB \rightarrow C}(x) \propto f_{q/A}(x)^*$. Отметим, однако, что подобный подход обладает рядом недостатков. В частности, для согласования результатов приходится вводить большое число феноменологических параметров и произвольных функций вероятностей кварковых распределений, при этом не делается предположений о вкладе глюонов и их взаимодействий с кварками.

Рассмотрим случай, соответствующий модели фрагментации, т.е. $f(x) = \delta(x-1)$ и, следовательно,

$$F^{AB \rightarrow C}(x) \propto \sum_q D_q^C(x), \quad /2/$$

и проиллюстрируем его на примере π^-p -соударений. / $\pi^-p \rightarrow \pi^+ + X$, $\pi^-p \rightarrow K_s^0 + X$ при $P_{\text{лаб.}} = 40$ ГэВ/с/. Известно, что полный опыт по глубоконеупругому рассеянию лептонов с учетом изотопических симметрий позволяет, вообще говоря, определить структурные функции кварков / $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$; $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$, $\bar{s}(x)$ / в адронах.

Однако ввиду фрагментарности имеющихся экспериментальных данных до сих пор в описании участвует некоторое число дополнительных предположений. Число этих дополнительных предположений /и соответственно степень произвола/ возрастает при исследовании функций фрагментации кварков $D_q^h(z)$. Например, в подходе ^{/4/} при большом числе оговорок их число /для мезонов/ сводится к четырем:

$$D_q^h \equiv D_u^{\pi^+} = \dots D, \quad D' \equiv D_u^{\pi^-} = D_d^{\pi^+} = (D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-}),$$

$$K \equiv D_u^{K^+} = D_d^{K^0} = (D_d^{K^-} = D_d^{K^0}), \quad K' \equiv D_d^{K^+} = D_u^{K^0} = (D_u^{K^-} = D_d^{K^0}),$$

и практически отсутствует экспериментальная информация о барионных функциях фрагментации. На рис.1 /см. также рис. 1 работы ^{/15/} приведены результаты сравнения экспериментальных данных по реакциям $\pi^-p \rightarrow K_s^0 + X$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^+ + X$ с функциями фрагментации кварков в π, K -мезоны, полученными в подходе ^{/4/} с использованием экспериментальных результатов по e^+e^- -аннигиляции в адроны и глубоконеупругому электроррождению. Анализировалась совокупность мировых экспериментальных данных /см. работу ^{/16/} и ссылки, содержащиеся в ней/. В качестве

*По поводу результатов и трудностей на этом пути см. обзоры ^{/1,2/}.

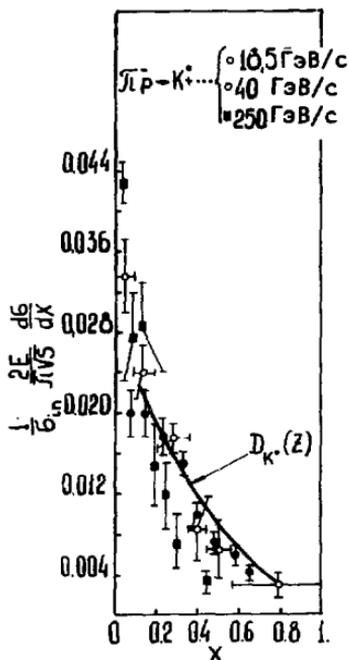


Рис. 1. x -спектры K_s^0 -мезонов в π^-p -взаимодействии при $P_{\text{лаб.}} = 10,5; 40; 250$ ГэВ/с. Сплошная линия - функция фрагментации $/4/ D^{K^0}(z)$ в параметризации работы $/4/$.

оригинального экспериментального материала в работе были использованы данные по π^-p -взаимодействиям при $P_{\text{лаб.}} = 5$ ГэВ/с и $P_{\text{лаб.}} = 40$ ГэВ/с, полученные на однометровой водородной и двухметровой пропановой камерах ОИЯИ. Для реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^+ + X$

$$F^{\pi^- \rightarrow \pi^+} = D'_u = D_u^{\pi^-} = D_d^{\pi^+} = \quad /3/ \\ = (D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-})$$

и для $\pi^-p \rightarrow K_s^0 + X$

$$F^{\pi^- \rightarrow K_s^0} = \beta \left[\frac{3}{4} D'_u + \frac{1}{4} D \right], \quad /4/$$

где $\beta = K/D = K'/D'$

$$\text{и } K = D_u^{K^+} = D_d^{K^0} = (D_u^{K^-} = D_d^{K^0}), \\ K' = D_d^{K^+} = D_u^{K^0} = (D_d^{K^-} = D_u^{K^0}) \\ = D_u^{K^-} = D_d^{K^0} = D_u^{K^+} = D_d^{K^-} = D_u^{K^0}.$$

Обращает на себя внимание отклонение от масштабной инвариантности распределений, т.е. зависимость от энергии функций $D_q(x)$. Из сравнения приведенных на рис. 1, 2 функций D_π , D_{K^0} , определенных для области сравнительно небольших энергий, видно, что они хорошо согласуются с экспериментальными данными по реакции $\pi p \rightarrow \pi, K + X$ лишь при относительно низких энергиях и расходятся с ними с ростом энергии.

§2. Известно, что в рамках кварк-партонной модели асимптотическая форма инклюзивных сечений образования адронов в глубоконеупругом рассеянии лептонов в области фрагментации кварков имеет вид

$$\frac{d\sigma \ell p \rightarrow \ell' + h + X}{dx dz} \approx \frac{\alpha^2}{Q^2} \sum_q \ell_q f_q(x) D_q(z), \quad /5/$$

где $x = x_{Bj}$, Q^2 - квадрат передачи импульса, $z = p_h/p_p$. Сечение /5/ представляет вклад нулевого /по взаимодействию кварков/ порядка и обладает следующими свойствами: 1/ скейлингом структурных функций $f=f(x)$, $D=D(z)$ 2/ факторизацией, 3/ независимостью от $k_{\perp}(\phi)$ и $\langle p_{\perp}^2 \rangle \neq f(Q^2)$. Все эти свойства нарушаются в квантовой хромодинамике /КХД/ динамическими поправками кварк-глюонного взаимодействия.

В настоящей работе мы сосредоточим внимание на учете отклонений структурных функций от масштабной инвариантности, т.е. на том, что отклонения показателей (n) кварковых распределений по продольным импульсам в эдронных соударениях от значений, диктуемых правилами кваркового счета, вызваны эффектами нарушения скейлинга*.

На рис.1,2 /см. также рис. 1 работы /15'/ приведены экспериментальные данные по продольным распределениям в реакциях $\pi^- p \rightarrow \pi^+, K^0, \dots$ в широком диапазоне энергий. Экспериментальные данные фитировались зависимостью $(1-x)^n$. Значения показателя n приведены в табл.1 /для сравнения в ней приведены также параметры n для реакций $\pi^+ p \rightarrow \pi^-$ и $pp \rightarrow K^0_s$ /. Отметим, что значения параметра χ^2/N находятся в разумной области 2,0 \pm 0,8.

В результате было замечено, что степенной показатель n обнаруживает некоторую зависимость от начальной энергии сталкивающихся адронов. Обращает на себя внимание тот факт, что без учета зависимости $n=n(s)$ от энергии трудно сделать однозначный вывод о вероятности реализации того или иного механизма из рассмотренных выше. Качественно данные свидетельствуют о малости вклада процессов с фрагментацией или рекомбинацией в чистом виде в реакциях $\pi^- p \rightarrow \pi, K^0$ и полном отсутствии механизма фрагментации в процессе центрального образования $pp \rightarrow \pi, K^0$. При этом энергетическая зависимость продольных спектров становится с ростом энергии все более значительной и начиная с $P_{\text{лаб.}} \geq 40$ ГэВ/с проявляется в заметном росте показателя n ; x -распределения сужаются с возрастанием энергии при $x \rightarrow 1$ и пик распределений при малых значениях x растет с увеличением энергии.

Таким образом, все это свидетельствует о глубокой аналогии поведения рассмотренных x -распределений с характерными эффектами нарушения бьерновского скейлинга структурных функций лептон-адронных реакций в глубоконеупругой области.

*Учет влияния поперечного движения кварков на x -распределения адронов проведен в работе /15'.

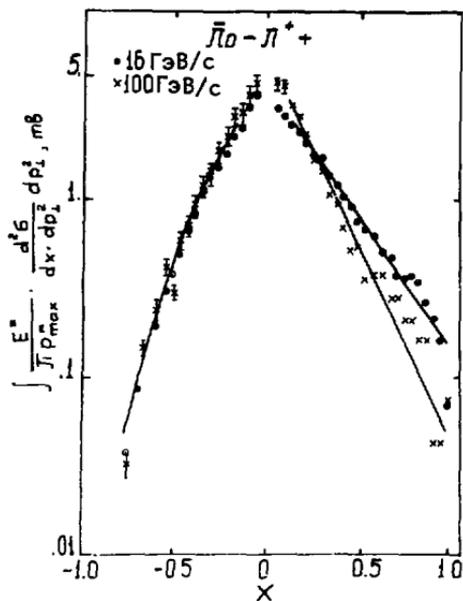


Рис. 2. x -спектры π^+ -мезонов в π^-p -соударениях при $P_{\text{лаб.}} = 16$ и 100 ГэВ/с. Сплошные линии - результаты аппроксимации зависимостью $(1-x)^{n_c}$, где $n_c(x < 0) \sim 3,2 \pm 0,1$; значения n_c взяты из таблицы.

Таблица

$$F^{AB \rightarrow C}(x) = (1-x)^n$$

$P_{\text{лаб.}} / \text{ГэВ/с/}$	18,5	40	250		
$\pi^- p \rightarrow K_S^0, \pi$	$1,72 \pm 0,14$	$2,15 \pm 0,34$	$5,25 \pm 0,55$		
$P_{\text{лаб.}} / \text{ГэВ/с/}$	19	21	102	205	300
$pp \rightarrow K_S^0$	$4,07 \pm 0,15$	$3,94 \pm 0,37$	$4,40 \pm 1,85$	$4,36 \pm 0,45$	$7,50 \pm 2,72$
$P_{\text{лаб.}} / \text{ГэВ/с/}$	16	100			
$\pi^+ p \rightarrow \pi^-$	$1,97 \pm 0,17$	$4,40 \pm 0,12$			
$\pi^- p \rightarrow \pi^+$	$2,21 \pm 0,02$	$3,67 \pm 0,12$			

Действительно, в рамках квантовой хромодинамики /см., например, ^{17/} / учет кварк-глюонного взаимодействия ведет к простой картине нарушения x -скейлинга: с ростом величины Q^2 и при малых x структурная функция $F_{2N}(x, Q^2) \equiv \sum x(q(x) + \bar{q}(x))$ растет, а в области больших значений x /вплоть до $x \sim 1$ / - убывает. Эти эффекты довольно хорошо видны в опытах по глубоко-неупругому рассеянию лептонов ^{18/}. Количественно это оказывается удобным проверять в анализе зависимости от Q^2 структурных функций $F_{2N}(x, Q^2)$ и их моментов ^{18,19/}.

$$M_N(Q^2) \propto \int_0^1 dx x^{N-2} F_2(x, Q^2). \quad /6/$$

Квантовая хромодинамика для больших значений Q^2 предсказывает логарифмическое падение функции /6/

$$M_N(Q^2) \propto [\log(Q^2/\Lambda^2)]^{-d_N}, \quad /7/$$

где $\Lambda \approx 0,5$ ГэВ/с и d_N - аномальная размерность нуклона. Выяснение конкретного вида автомодельных асимптотик, равно как и слабых /логарифмических/ поправок к ним, нуждается в дополнительной информации, определяемой динамикой взаимодействия. Важной задачей здесь является изучение квантовохромодинамических эффектов. Весьма удобным оказывается проводить такое рассмотрение в рамках трехмерных квазипотенциальных уравнений ^{20/} для составных частиц в переменных светового фронта ^{21/}.

Что будут означать правила кваркового счета для структурных функций адронов в картине с нарушением скейлинга?

Согласно изложенному выше с возрастанием величины Q^2 показатель $N(1-x)^N$ при $x \rightarrow 1$ должен увеличиваться. При этом истинное распределение кварков $F_2(x) = x(q(x) + \bar{q}(x))$ будет определяться суммой таких распределений с коэффициентами, зависящими от Q^2 :

$$xq(x) \propto \sum_{N \geq n_0} c_N(Q^2) (1-x)^N,$$

n_0 - значение, определяемое кварковым счетом. С увеличением квадрата передачи импульса от лептона к адрону Q^2 в этой сумме будут доминировать члены с большими коэффициентами $c_N(Q^2)$, что эффективно приведет к изменению формы /сужению/ структурных функций в области $x \rightarrow 1$.

$$xq(x) \propto (1-x)^{N_{\text{эфф}}(Q^2)},$$

$$N_{\text{эфф.}} > N = n_0 + \Delta_s.$$

/8/

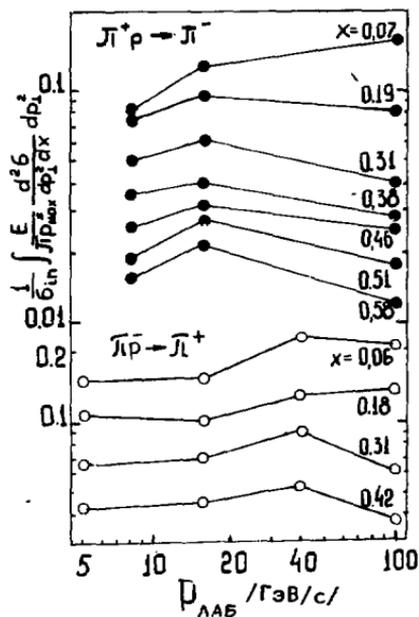
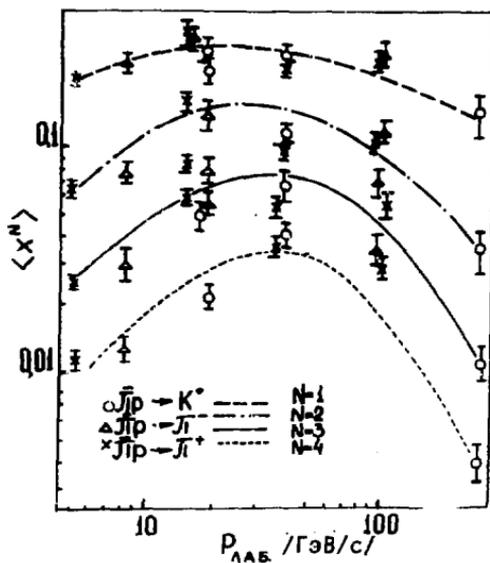


Рис. 3. Зависимость функции $F(x,s)$ для $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\mp$ реакций от энергии начальных π^\pm -мезонов для фиксированных интервалов переменной x .

Рис. 4. Энергетическая зависимость моментов $\langle N = 1, 2, 3, 4 \rangle$ функции распределения $F(x,s)$ /формула /10// в реакциях $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\mp$, K^0_s .



Действительно, расчеты по теории возмущений и анализ методом ренормгруппы в КХД дают такое поведение, например, ^{/22/}

$$\frac{F(x, Q^2)}{F(x, Q_0^2)} \approx \frac{\exp(0,69 G \bar{s}) (1-x)^{4G \bar{s}}}{\Gamma(1+\alpha + 4G \bar{s})}, \quad /9/$$

где $G=4/25$ для 4-х ароматов кварков и

$$\bar{s} = \log[\log Q^2/\Lambda^2 / \log Q_0^2/\Lambda^2].$$

В настоящей работе проводился поиск эффектов нарушения скейлинга в распределениях по продольному импульсу вторичных мезонов в адронных соударениях. В частности, было проанализировано, как отклонение от правил кваркового счета $(1-x)^n$ может быть объяснено за счет зависимости от энергии инклюзивных распределений $F(x, s)$. Качественно на эту зависимость указывают зависимости от энергии $F=F(x, s)$ и моментов

$$\langle x^N \rangle F(x, s) = \int_0^1 x^N F(x, s) dx, \quad /10/$$

представленные на *рис. 3* и *4* соответственно. Из рисунков видно, в частности, что отмеченный выше режим структурных функций наступает в сечениях адронных реакций $d\sigma/dx (p \rightarrow \pi, K)$ в области энергий серпуховского ускорителя $/P_{\text{д.б.}} \approx 40-60 \text{ ГэВ}/c//$ одновременно с изменением в режиме поведения полных сечений ^{/23/}. При подгонке этих распределений по формуле, аналогичной */9/*,

$$F(x, s) = A (\log s)^a (1-x)^{\beta + \gamma \log \log s/s_0},$$

оказалось, что параметры a, β, γ находятся в разумном согласии с формой струйного распределения мезонов $D(z) \propto (1-z)^2$ и значениями β, γ , предсказанными в рамках КХД для валентных кварков /см., в частности, ^{/22/} /.

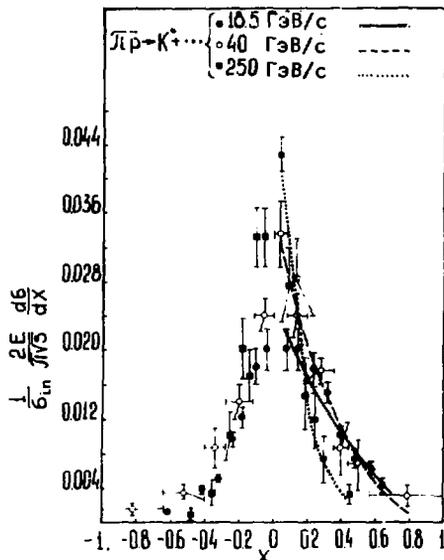
$$\pi^+ p \rightarrow \pi^-: \quad a = 0,404 \pm 0,059, \quad \beta = 0,391 \pm 0,011, \quad \gamma \approx 2,$$

$$\pi^- p \rightarrow K_0^0: \quad a = 0,14 \pm 0,11, \quad \beta = 0,10 \pm 0,02, \quad \gamma \approx 2.$$

См. также *рис. 5*.

В заключение отметим, что результаты настоящего анализа позволяют сделать вывод о том, что характер отклонения зависимости распределений по продольным импульсам в адронных соударениях от значений, диктуемых правилами кваркового счета, может быть объяснен частично в рамках эффектов нарушения масштабной инвариантности в глубоконеупругом рассеянии лептонов. Отметим также, что учет другого важного источника подобного отклонения - вклада внутреннего поперечного импульса взаимодействующих кварков и глюонов - рассматривается в работе ^{/15/}.

Рис. 5. Развитие с энергией структурных функций $F(x, v)$ ($\pi^- p \rightarrow K_s^0$). Кривые соответствуют значениям $P_{\text{лаб.}} = 18,5$ ГэВ/с /сплошная/; $P_{\text{лаб.}} = 40$ ГэВ/с /пунктир/; $P_{\text{лаб.}} = 250$ ГэВ/с /точки/.



Авторы глубоко благодарны Н.Н.Боголюбову и Л.Н.Тавхелидзе за постоянную научную поддержку, В.Г.Гришину, А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвееву, Ю.В.Тевзадзе за обсуждение результатов, а также Р.А.Кватадзе, М.М.Куталия за помощь в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cleve F.E. Rapp. Talk at the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
2. Diebold R. Rapp. Talk at the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978. Satz H. Inv. Talk at the International Conf. on High Energy Physics, Budapest, 1977.
3. Matveev V.A. Inv. Talk at the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978; Matveev V.A., Stepchenko L.A., Tavkhelidze A.N. JINR, E2-11894, Dubna, 1978.
4. Feynman R.P., Field R.D. Phys.Rev., 1977, B15, p.2590; Field R.D. Rapp. Talk at the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
5. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе Л.Н. ОИЯИ, P2-4572, Дубна, 1968.
6. Ochs W. Nucl.Phys., 1977, B118, p.397.
7. Anderson B., Gustafson G., Peterson C. Phys.Lett., 1977, 69B, p.221.

8. Hwa R.C. Inv. Talk at the EPS Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979; Das K.P., Hwa R.C. Phys.Lett., 1977, 68B, p.459; Duke D., Taylor F. Phys.Rev., 1978, D17, p.1788.
9. Квинихидзе А.Н., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А., Тавхелидзе А.Н. ЭЧАЯ, 1977, вып.3, с.478.
10. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, p.719; Brodsky S., Farrar G. Phys.Rev. Lett., 1973, 31, p.1153.
11. Gunion J. Phys.Rev., 1976, D10, p.242.
12. Drell S.D., Yan T.M. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.181; West G.B. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.1206.
13. Lederman L. Rapp. Talk at the XIX Int.Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
14. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. ИФВЭ, СФ 74-66, Серпухов, 1974.
15. Абесалашвили Л.Н., Амаглобели Н.С., Куциди Н.К., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А., Цивцивадзе Э.Т., Чаргеишвили М.С. ОИЯИ, P2-8080, Дубна, 1980.
16. Cutts D. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.319.
17. Field R. Rapp.Talk at the XIX Int.Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978; Ellis J. Applications of QCD. SLAC-PUB-2121, Stanford, 1978.
18. Gabathuler E. Proc. of the EPS Conference on High Energy Physics, Geneva, 1979; Fox G. Nucl.Phys., 1977, B131, p.101; 1978, B134, p.269.
19. Nachtmann O. Nucl.Phys., 1974, B63, p.237; 1974, B78, p.455. Proc. of the Int. Symp. on Lepton-Hadron Interactions, Hamburg, 1977.
20. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 29, p.380.
21. Матвеев В.А., Мурадян Р.И., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1979, 40, с.329; Матвеев В.А., Слепченко Л.А., Тавхелидзе А.Н. Доклад на II Межд. семинаре по физике высоких энергий и теории поля. Серпухов, 1979.
22. Buras A.J., Gaemers K. Nucl.Phys., 1978, B132, p.249.
23. Бушнин Ю.Б. и др. ЯФ, 1969, 10, с.585.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 февраля 1980 года.