

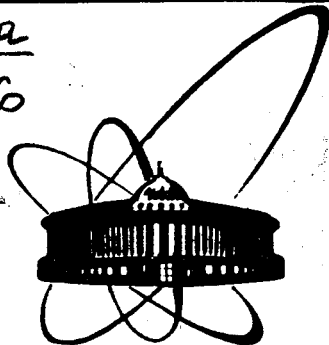
2366/84

СЗ23.5а

к

СЗ23.5а

Д-736



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-84-122

С.Дренска, С.Щ.Мавродиев, А.Н.Сисакян

СЕЧЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ
АДРОН-АДРОННЫХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ БОЛЬШИХ P_T
И ВОЗМОЖНЫЙ РОСТ ЧИСЛА ТИПОВ КВАРКОВ

Направлено на Международный семинар "Кварки-84"
/Тбилиси, май, 1984/ и Международный семинар
по квантовой теории поля и физике высоких энергий
/Протвино, июль, 1984/.

1984

§1. Как известно, в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики успешно описывается вклад взаимодействий кварков и глюонов в процессы глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния и e^+e^- -аннигиляции. В то же время рассмотрение соответствующих задач в адрон-адронных взаимодействиях с большими поперечными импульсами сталкивается с рядом трудностей. В частности, требует выяснения характер асимптотики сечений образования адронов и струй в этих реакциях, их связь с нарушением масштабной инвариантности в глубоконеупругих лептон-адронных процессах.

В^{1,2/} были впервые сформулированы правила кваркового счета аномальных размерностей в КХД, определяющие логарифмические поправки к точечноподобным степенным асимптотикам сечений процессов с большими p_T . Эти правила получены в ведущем логарифмическом приближении КХД в области не слишком малых $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$.

Как видно из табл.1, где приведена информация об экспериментах^{3-10/}, выполненных на ускорителях ISR и коллайдере SPS /ЦЕРН/, существенной является также область относительно малых x_T , где переменная x_T изменяется в интервале $0,5 \cdot 10^{-2} \leq x_T \leq 0,54$, а при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ и $\theta = 90^\circ$: $0,17 \cdot 10^{-2} \leq x_T \leq 0,5 \cdot 10^{-2}$. В^{11/}, однако было показано, что при определенных условиях можно расширить область применимости квантовохромодинамической формулы для

$$\text{сечения} \quad \frac{d\sigma}{d^3p} \sim p_T^{-n \text{ eff}}$$

Целью настоящей работы является описание данных для инклюзивных адрон-адронных сечений при вышеуказанных энергиях и различных углах. Как будет видно из изложенного ниже, расширение объема рассматриваемого экспериментального материала приводит к интересному заключению о числе типов кварков.

§2. Напомним кратко вывод формулы для сечения инклюзивной реакции $AB \rightarrow CX$ в главном логарифмическом приближении квантовой хромодинамики при помощи правил кваркового счета аномальных размерностей при $\theta = 90^\circ$ ^{1,2/} и для произвольного угла, а также способ^{13/} ее модификации в области малых x_T .

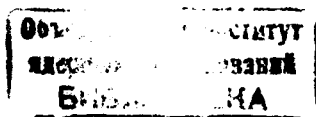


Таблица 1

$N_{\text{expt}} / 3 \cdot 10^4$	Процесс AB → C	\sqrt{s} ГэВ	$P_T \text{ min}$ ГэВ	$P_T \text{ max}$ ГэВ	$x_{T \text{ min}}$ $\sin \theta$	$x_{T \text{ max}}$ $\sin \theta$	θ	число точек M_i
1	1 $p\bar{p} \rightarrow \pi^0$	540	1.52	4.42	0.56E-2	0.016	90	14
2	2 $p\bar{p} \rightarrow \pi$	540	0.45	1.35	0.17E-2	0.50E-2	90	10
	3 $p\bar{p} \rightarrow p + \bar{p}$	540	1.55	1.35	1.20E-2	0.50E-2	90	9
3	4 $pp \rightarrow p$	44.6	1.15	3.10	0.73E-1	0.20	45	7
	5	52.8	1.15	2.60	0.62E-1	0.14	45	6
	6	52.8	1.35	3.40	0.58E-1	0.15	62	5
	7	52.8	0.82	4.75	0.31E-1	0.18	89	10
	8	63.0	0.82	2.35	0.26E-1	0.74E-1	89	7
4	9 $pp \rightarrow \pi^0$	53.1	3.71	12.70	0.14	0.48	90	16
	10	62.4	3.72	13.70	0.12	0.44	90	21
5	11 $pp \rightarrow \pi^0$	45.1	0.50	6.65	0.28E-1	0.37	53	31
	12	45.1	0.70	8.02	0.31E-1	0.36	90	37
	13	53.2	0.69	7.19	0.33E-1	0.34	53	33
	14	53.2	1.28	7.81	0.48E-1	0.29	90	33
	15	62.9	0.70	6.42	0.22E-1	0.20	90	29
6	16 $pp \rightarrow \pi^0$	53.0	5.25	14.30	0.20	0.54	90	15
	17	63.0	5.25	14.60	0.17	0.46	90	15
7	18 $pp \rightarrow \text{jet}$	45.0	6.40	11.00	0.28	0.49	90	15
	19	63.0	6.66	12.90	0.21	0.41	90	15
8	20 $pp \rightarrow \pi^0$	52.7	3.05	11.00	0.12	0.42	90	23
	21	62.8	3.05	13.50	0.97E-1	0.43	90	26

Общее число точек $M = 358$

Инклюзивное сечение образования адрона C с большим поперечным импульсом в картине жесткого соударения адронов A, B имеет вид /14/:

$$E \frac{d\sigma^{AB \rightarrow CX}}{d^3p} (s, p_T, \theta) = \sum_{a,b,c} \int_{x_a^{\min}}^1 dx_a \int_{x_b^{\min}}^1 dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \times$$

$$\times D_{c/C}(x_c, Q^2) / x_c \times \frac{1}{\pi} \left(\frac{d\hat{\sigma}}{dt} \right)_{ab \rightarrow cx}, \quad //1/$$

где

$$x_a^{\min} = \frac{x_1}{1-x_2}, \quad x_b = \frac{x_a x_2}{x_a - x_1}; \quad x_1 = -\frac{u}{s}, \quad x_2 = -\frac{t}{s}, \quad x_c = \frac{x_2}{x_b} + \frac{x_1}{x_a};$$

\hat{s} , \hat{t} и \hat{u} являются мандельштамовскими инвариантами для элементарных подпроцессов - $\hat{s} = x_a x_b s$, $\hat{t} = \frac{x_a t}{x_c}$, $\hat{u} = \frac{x_b u}{x_c}$. Суммирование производится по всем подпроцессам, а

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{ab \rightarrow cd} = \frac{\pi \alpha_s^2(Q^2)}{\hat{s}^2} \Sigma_{ab \rightarrow cd}(x_a, x_b, \hat{\theta})$$

- борновское приближение жесткого рассеяния кварков и глюонов. Величина $\Sigma_{ab \rightarrow cd}$ дает угловую зависимость сечения подпроцесса^{/2/}, а

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln Q^2/\Lambda^2} \quad /2/$$

- эффективная константа сильной связи, n_f - число типов /ароматов/ кварков, Λ - квантовохромодинамический масштаб.

Отметим, что функции распределения и фрагментации кварков и глюонов определяются^{/12/} решением эволюционных уравнений^{/16/} с граничными условиями, определенными правилами кваркового счета^{/16/}.

Если определить эффективную степень

$$n_{\text{eff}}(s, x_T, \theta) = \lim_{s_1 \rightarrow s_2 \rightarrow s} \frac{\ln \frac{\sigma(s_1, p_{T1}, \theta)}{\sigma(s_2, p_{T2}, \theta)}}{\ln(s_2/s_1)},$$

где $\sigma(s, p_T, \theta) \equiv E \frac{d\sigma}{d^3p}(s, p_T, \theta)$ является следствием интеграла

/1/ в области $x_T \geq 0, 2$, то в результате для сечения получим^{/1, 2, 11/}

$$\sigma(s, p_T, \theta) = \text{const} (p_T/p_{T0})^{-n_{\text{eff}}(s, x_T, \theta)}, \quad /3/$$

где

$$n_{\text{eff}}(s, x_T, \theta) = 4 - 2[2 - 2r \ln \frac{2x_T}{\sin \theta} + hd(n, \frac{x_T}{\sin \theta}) +$$

$$+ c \ln \frac{x_T}{\sin \theta} + d] / \ln(Q^2/\Lambda^2),$$

где c и d - параметры приближения /1/, $r = \frac{16}{33 - 2n_f}$ h - число адронов в реакции, $d(n, x_T)$ - функция аномальных размерностей:

$$d(n, x_T) = -r \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{2n(n+1)} - \sum_{i=1}^n \frac{1}{i} + \frac{1}{n} + \ln(1 - x_T) \right], \quad /5/-$$

n - удвоенное число невзаимодействующих кварков/кварков - спектаторов/.

Таблица 2

Процесс	h	n	Процесс	h	n
$\pi\pi \rightarrow \text{jet}$	2	4	$\pi p \rightarrow \pi$	3	8
$\pi p \rightarrow \text{jet}$	2	6	$pp \rightarrow \pi$	3	10
$pp \rightarrow \text{jet}$	2	8	$pp \rightarrow p$	3	12
$\pi\pi \rightarrow \pi$	3	6			

В табл.2 приведены значения h и n для различных процессов.

В /11/ было показано, что /3/ согласуется с измеренными сечениями при $x_T \geq 0,2$ и $\theta = 90^\circ$, а область $10^{-2} \leq x_T \leq 0,6$, $\theta = 90^\circ$, можно описать, если вместо /3/ рассматривать следующую формулу:

$$\sigma(s, p_T, \theta) = a \cdot \exp(-b \cdot m \cdot \chi_{p_T} \cdot n_{\text{eff}}(s, x_T, \theta)), \quad /6/$$

a, b, c, d - неизвестные параметры, быстрота $\chi_{p_T} = \ln \left(\sqrt{1 + \frac{p_T^2}{m^2}} + \frac{p_T}{m} \right)$,

$a \cdot m = m(s)$ - масштаб, определяющий область перехода сечения с экспоненциального на степенной режим, $n_{\text{eff}}(s, x_T, \theta)$ определено /4, 5/.

В /18/ было показано, что m^2 пропорционально полному сечению соответствующего процесса.

§3. Значения неизвестных параметров в формуле /6/ находим, решая переопределенную нелинейную алгебраическую систему уравнений *

* При этом используется метод авторегуляризованных итерационных процессов гаусс-ньютоновского типа /17/ - программный комплекс COMPIL в библиотеке стандартных программ ОИЯИ для компьютера CDC-6500 /C401, 421/ для минимизации выражения $\chi^2 =$

$$= \sum \left(\frac{\sigma_i^{\text{exp}} - \sigma_i^{\text{th}}}{\Delta_i} \right)^2$$
, где вес Δ_i - сумма статистической и систематической ошибок. Отметим, что критерии цели этого метода позволяют выбирать из многих функций с одинаковым χ^2 "лучшую".

$$\sigma_i^{\text{exp}}(s_i, p_{Tj}, \theta_k) = a_i \sigma_i^{\text{th}}(s_i, p_{Tj}, \theta_k),$$

17/

где индексы i, j, k пробегает область изменения s, p_T и θ .
При решении системы /7/ было найдено, что

$$m(s) = \frac{m_0 \cdot n}{\ln s / \Lambda^2}, \quad Q^2 = \frac{p_T^2}{1 - 4p_T^2/s},$$

а при значениях параметров

$$\begin{aligned} \Lambda &= 0,097 \text{ ГэВ}, \\ m_0 &= 2,65 \pm 0,05 \text{ ГэВ}, \\ a &= 38,2 \pm 6,1 \text{ мВ/ГэВ}^2, \\ b &= 0,85 \pm 0,01 \text{ ГэВ}^{-1}, \\ c &= 3,61 \pm 0,07, \\ n_f &= 10 \pm 0,2 - 2,2. \end{aligned}$$

величина $\chi^2/df = \frac{245}{358-6}$. Ошибка параметра Λ не указана, так как

было установлено, что его значение может меняться в интервале $0,5 \leq \Lambda \leq 1 \cdot 10^{-3}$ ГэВ, при достаточно хорошем качестве описания /что естественно в первом логарифмическом приближении/. Это значение получено из требования независимости параметров.

На рис.1-7 представлено описание экспериментальных данных для различных процессов при различных энергиях и углах рассеяния.

Качество описания различных процессов при различных энергиях и углах видно из табл.3, где приведены также нормировочные коэффициенты. При рассмотрении данных только в интервале энергий ISR, χ^2/df остается таким же, но $n_f = 4 + 2,1 - 0,1$.

§4. Рассмотрение модификаций формулы для сечения инклюзивных реакций $E \frac{d\sigma}{d^3p}(s, p_T, \theta)$ /см. формулу /6// показывает, что с ее помощью может быть проведено описание экспериментальных данных в широком интервале энергий $40 \leq \sqrt{s} \leq 540$ и доступных углов θ . При этом интересно отметить следующий факт. Если рассматривать экспериментальные данные при энергиях ISR /5-11/ в результате анализа данных с помощью формулы /6/, то оказывается, что число типов кварков равно $n_f = 4 \pm 2,1$, а при включении также данных экспериментов на коллайдере SPS /3,4/, число типов кварков растет до $n_f = 10 \pm 0,2$.

Это указывает на возможность наблюдения с ростом энергий новых кварковых степеней свободы /типов кварков/, включая скалярные целозарядные кварки /19/.

Особенно интересно это в связи с работами /19/, посвященными проблемам существования цветных скалярных кварков. В них,

Таблица 3

N expt/3-10/ i	\sqrt{s} ГэВ	θ	число точек M_i	χ^2/M_i	нормировочные коэффициенты	
I	I	540	90	I4	0.13	I.34 \pm 0.10
2	2	540	90	10	0.15	I.91 \pm 0.16
	3	540	90	9	0.92	0.94 \pm 0.08
3	4	44.6	45	7	0.57	I.60 \pm 0.16
	5	52.8	45	6	0.63	I.38 \pm 0.15
	6	52.8	62.5	5	0.36	I.01 \pm 0.12
	7	52.8	89	10	11.32	0.94 \pm 0.08
	8	63.0	89	7	0.85	0.74 \pm 0.08
4	9	53.1	90	16	I.92	0.90 \pm 0.06
	10	62.4	90	21	0.24	0.97 \pm 0.06
5	11	45.1	53	31	0.71	I.06 \pm 0.05
	12	45.1	90	37	0.69	I.06 \pm 0.05
	13	53.2	53	33	0.29	I.25 \pm 0.06
	14	53.2	90	33	0.43	0.82 \pm 0.04
	15	62,9	53	29	0.40	0.69 \pm 0.04
6	16	53.0	90	15	0.65	I.03 \pm 0.08
	17	63.0	90	15	I.21	0.88 \pm 0.07
7	18	45.0	90	5	I.36	I.07 \pm 0.14
	19	63.0	90	6	3.41	I.56 \pm 0.18
8	20	52.7	90	23	0.61	I.07 \pm 0.06
	21	62.8	90	26	0.76	0.93 \pm 0.05

в частности, при рассмотрении процесса e^+e^- -аннигиляции было найдено, что масштаб масс новых адронов, являющихся связанными состояниями скалярных частиц, при отличном от нуля конденсате $\langle \phi^+ \phi^- \rangle$ может составлять величину порядка $110 \div 100$ ГэВ.

В частности, в ^{20,21/} предположение о принадлежности скалярных кварков к высшим мультиплетам цветной $SU(3)_c$ группы приводит к большим сечениям инклюзивного образования струй скалярных кварков, которые могут наблюдаться уже при достижимых энергиях в адронных соударениях.

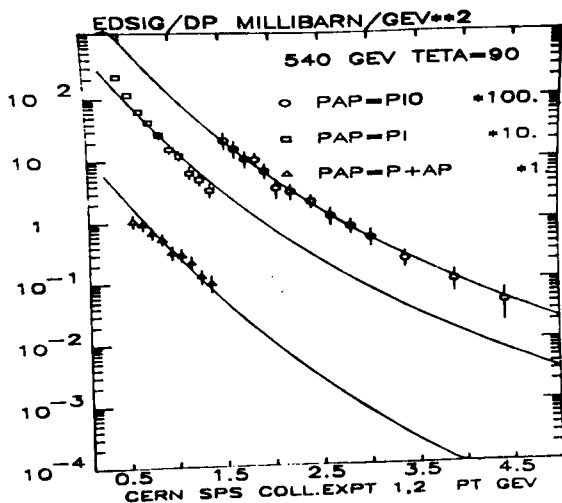


Рис.1. Описание инклюзивных процессов ^{3,4/} $p\bar{p} \rightarrow \pi^0, \pi, p + \bar{p}$ при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ и $\theta = 90^\circ$.

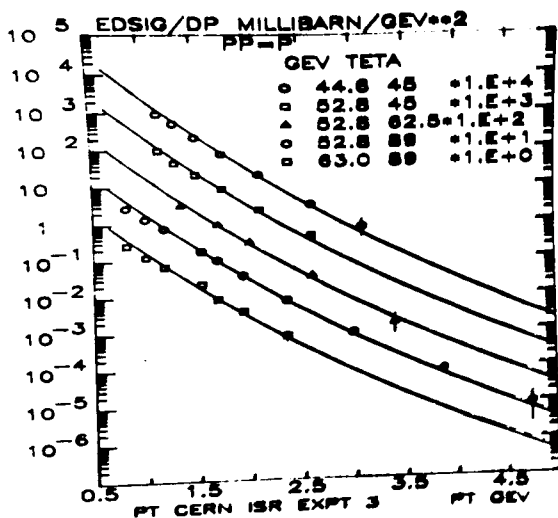


Рис.2. Описание процесса ^{6/} $p\bar{p} \rightarrow p$ при $\sqrt{s} = 44,6; 52,8$ и 63 ГэВ и $\theta = 45^\circ, 62,5^\circ$ и 89° .

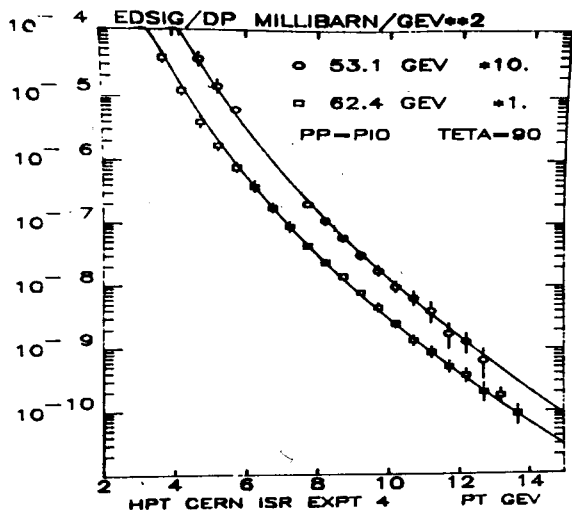


Рис.3. Процесс $^{/6/}$ $pp \rightarrow \pi^0$ при $\sqrt{s} = 53,1$ и $62,4$ и $\theta = 90^\circ$.

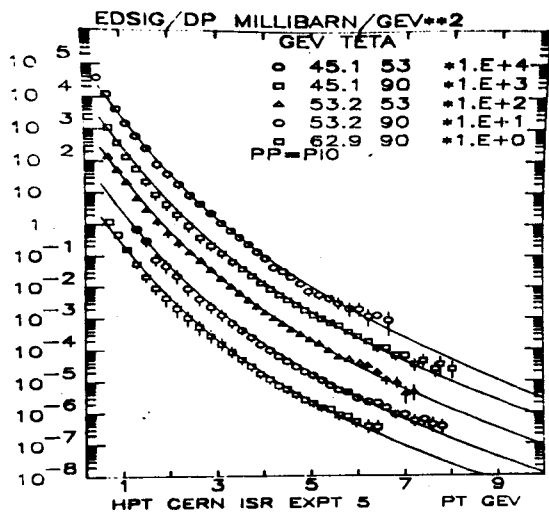


Рис.4. Процесс $^{/7/}$ $pp \rightarrow \pi^0$ при $\sqrt{s} = 45,1; 53,2$ и $62,9$ ГэВ и $\theta = 53^\circ$ и 90° .

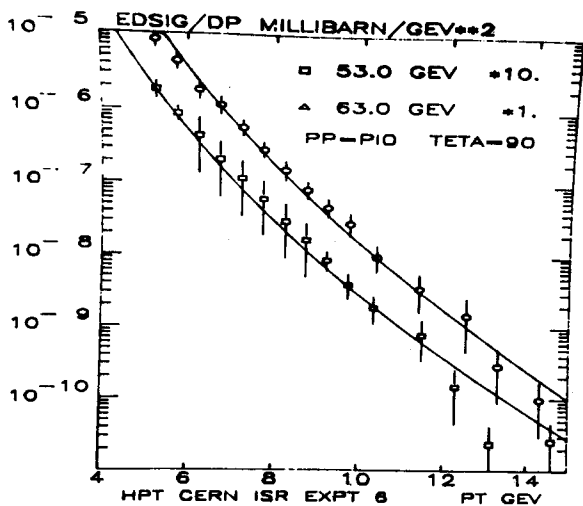


Рис.5. Процесс $^8/p\bar{p} \rightarrow \pi^0$ при $\sqrt{s} = 53$ и 63 ГэВ и $\theta = 90^\circ$.

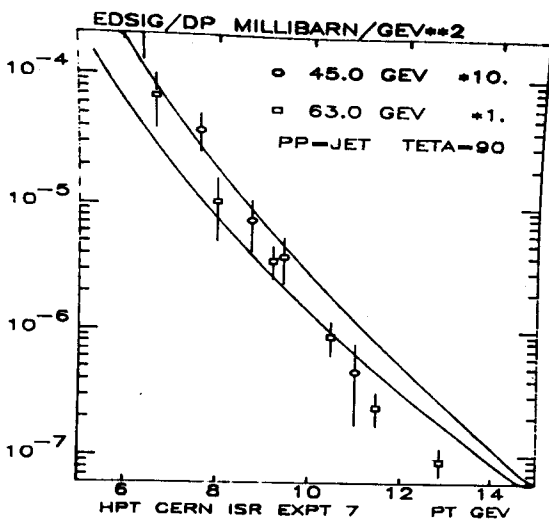


Рис.6. Процесс $^9/p\bar{p} \rightarrow \text{jet}$ при $\sqrt{s} = 45$ и 53 ГэВ и $\theta = 90^\circ$.

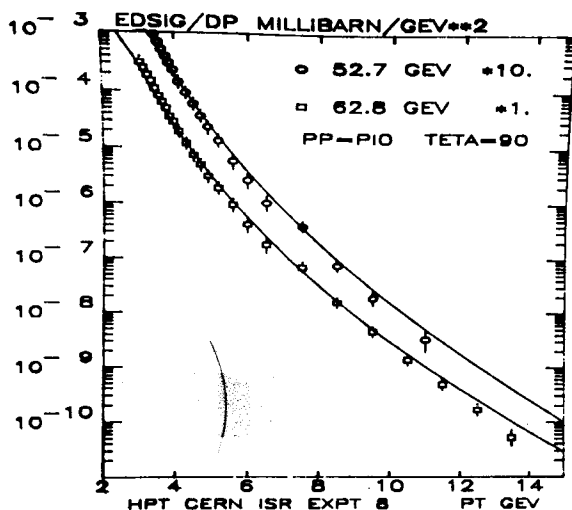


Рис.7. Процесс $^{10}/pp \rightarrow \pi^0$ при $\sqrt{s} = 52,7$ и $62,8$ ГэВ и $\theta = 90^\circ$.

Авторы благодарны В.А.Мещерякову и А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе. Мы признательны И.С.Авалиани, В.А.Матвееву, М.Д.Матееву, В.Г.Кадышевскому, А.Н.Квинихидзе и Л.А.Слепченко за многочисленные конструктивные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Matveev V.A., Slepchenko L.A., Tavkhelidze A.N. Phys.Lett., 1981, B100, p. 75.
2. Avaliani I.S., Matveev V.A., Slepchenko L.A. JINR, E2-82-282, Dubna, 1982; Nucl.Phys., 1983, B223, p. 81-103.
3. Banner M. et al. Phys.Lett., 1982, 115B, No 1, p. 59.
4. Banner M. et al. Phys.Lett., 1983, 122B, No 3,4, p. 322.
5. Alper B. et al. Nucl.Phys., 1975, B87, p. 19-40.
6. Angelis A.L.S. et al. Phys.Lett., 1978, 79B, No 4,5, p. 505.
7. Eggert K. et al. Nucl.Phys., 1975, B98, p. 49.
8. Clark A.G. Phys.Lett., 1978, 74B, No 3, p. 267.
9. Akesson T. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, No 1,2, p. 133.
10. Kourkoumelis C. et al. Z.Physik C, Particles and Fields, 1980, No 5, p. 95-104.

11. Drenska S., Mavrodiev S.Cht., Sissakian A.N. JINR, E2-83-587, Dubna, 1983.
12. Авалиани И.С., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ОИЯИ, P2-83-456, Дубна, 1983.
13. Mavrodiev S.Cht., JINR, E2-7920, Dubna, 1974; Fizika, 1977, 9, p. 117.
14. Berman S., Bjorken J., Kogut J. Phys.Rev., 1971, D4, p.3388.
15. Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p. 298.
16. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett.Nuovo Cim., 1973, 7, p. 719;
Brodsky V.J., Farrar G. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 1153.
17. Александров Л. ЖВМ и МФ, 1971, т. 11, №1, с. 36;
ОИЯИ, P5-5511, Дубна, 1970, Б1-5-9966, Дубна, 1976.
18. Drenska S., Mavrodiev S.Cht., JINR, E2-844, Dubna, 1979;
JINR, E2-81-146, Dubna, 1981; Дренска С., Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н. ОИЯИ, Д2-82-280, Дубна, 1982.
19. Тавхелидзе А.Н. Препринт ИЯИ АН СССР, P-0267, м., 1982;
Chetyrkin K.G. et al. Phys.Lett., 1982, v. 117B, p. 252.
20. Gluck M., Reya E. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p. 662-666.
21. Авалиани И.С., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ОИЯИ, P2-83-457, Дубна, 1983; Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ОИЯИ, P2-83-465, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 февраля 1984 года.

Дренка С., Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н.

P2-84-122

Сечения инклюзивных адрон-адронных процессов при больших p_T и возможный рост числа типов кварков

Рассмотрена модификация формулы для сечения инклюзивных реакций $E \frac{d\sigma_{AB \rightarrow CX}}{d^3p}(s, p_T, \theta)$, полученной в рамках правил кваркового

счета аномальных размерностей в ведущем логарифмическом приближении квантовой хромодинамики. Формула удовлетворительно описывает экспериментальные данные по адрон-адронным взаимодействиям в широком интервале энергий $40 \leq \sqrt{s} \leq 540$ и углов рассеяния θ . Анализ указывает на возможный рост с энергией числа типов /ароматов/ кварков /до 8-10 при энергиях коллайдера SPS CERN $\sqrt{s} = 540$ ГэВ/.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой.

Drenka S., Mavrodiev S.Cht., Sissakian A.N.

P2-84-122

Cross Sections of Inclusive Hadron-Hadron Processes at Large p_T and a Possible Increase of Quark Type Numbers

A modified formula was considered for the cross sections of the inclusive reactions $E \frac{d\sigma_{AB \rightarrow CX}}{d^3p}(s, p_T, \theta)$ obtained in the

framework of the anomalous quark counting in the leading logarithmic approximation of the QCD. The formula describes satisfactorily all experimental data on hadron-hadron interactions in the broad range of energies $40 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 540 \text{ GeV}$ and scattering angles θ . The analysis indicates a possible increase of a number of types (flavours) up to 8-10 at the SPS CERN collider energies ($\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$).

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984

16 коп.

Редактор Б.Б. Колесова. Макет Н.А. Киселевой.
Набор Н.П. Боголюбовой, Е.М. Граменицкой.

Подписано в печать 15.03.84.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,08.
Тираж 545. Заказ 34363.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.