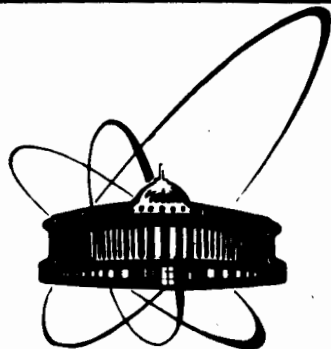


3/x 83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5047/83

P2-83-456

И.С.Авалиани, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ  
АДРОННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ  
С БОЛЬШИМИ  $P_T$  В КХД

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. В рамках партонной модели процессы с большими поперечными импульсами могут быть интерпретированы как следствие бинарного, жесткого рассеяния партон, составляющих начальные адроны<sup>1/</sup>, с последующей их фрагментацией в конечные наблюдаемые частицы. В низшем порядке квантовой хромодинамики /КХД/ изучение этих процессов можно подразделить на два этапа: жесткое рассеяние свободных партон, вычисляемое в теории возмущений КХД, и мягкую часть /распределение и фрагментация партон/, вводимую феноменологически посредством структурных функций кварков и глюонов.

В ведущем логарифмическом приближении теории возмущений КХД излучение начальными партонами коллинеарных и мягких глюонов приводит к нарушению масштабной инвариантности в функциях распределения  $f(x, Q^2)$ . Аналогично тормозное излучение глюонов конечными партонами ответственно за нарушение скейлинга в функциях фрагментации.

Нарушение масштабной инвариантности, то есть зависимости  $f_{q/H}(x, Q^2)$  и  $D_{H/h}(z, Q^2)$  от квадрата переданного импульса  $Q^2$ , описываются соответствующими уравнениями эволюции<sup>2/</sup>, для решения которых следует фиксировать начальные условия при некотором значении  $Q^2 = Q_0^2$ . Это, например, можно сделать на основе правил кваркового счета<sup>3/</sup>.

При квантовохромодинамическом подходе к изучению процессов рождения частиц /струй/ с большими поперечными импульсами в адронных соударениях необходимо учитывать также радиационные поправки к сечениям элементарных подпроцессов. Это в конечном счете ведет к зависимости инвариантного сечения от квадрата переданного импульса  $Q^2$ <sup>4/</sup>:

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} ( \begin{matrix} AB \rightarrow cx \\ AB \rightarrow j \text{ et } x \end{matrix} ) =$$

/1/

$$= \sum_{a, b, c} \int_{x_a^{\min}}^1 dx_a \int_{x_b^{\min}}^1 dx_b f_a/A(x_a, Q^2) f_b/B(x_b, Q^2) \left( \frac{D_C/d(z, Q^2)/z}{1} \right) \frac{1}{\pi} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}_{ab \rightarrow cx}$$

где

$$x_a^{\min} = x_1 / (1 - x_2), \quad x_b^{\min} = x_a x_2 / (x_a - x_1);$$



$$x_1 = -u/s = x_R \cos^2 \theta/2, \quad x_2 = -t/s = x_R \sin^2 \theta/2,$$

$$x_R = \frac{2E_c}{\sqrt{s}} = \frac{2P_T}{\sqrt{s} \sin \theta} = \frac{x_T}{\sin \theta}, \quad z = \frac{x_2}{x_b} + \frac{x_1}{x_a},$$

$\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$  являются инвариантами для элементарных подпроцессов:

$$\hat{s} = x_a x_b s, \quad \hat{t} = x_a t/z, \quad \hat{u} = x_b u/z.$$

Суммирование производится по всем подпроцессам:

$$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}, \quad qq \rightarrow qq, \quad \bar{q}\bar{q} \rightarrow \bar{q}\bar{q}, \quad qG \rightarrow qG,$$

$$GG \rightarrow q\bar{q}, \quad q\bar{q} \rightarrow GG, \quad GG \rightarrow GG, \quad Gq \rightarrow Gq.$$

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

- борновское сечение жесткого рассеяния составляющих<sup>/5/</sup>

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

- эффективная константа сильной связи. /f - число ароматов кварков/. Величины  $\sum_{ab \rightarrow cd}(\hat{\theta})$ , определяющие характер угловой зависимости инвариантного инклюзивного сечения, приведены в табл.1.

Угол рассеяния  $\hat{\theta}$  в системе центра масс составляющих связан с углом  $\theta$  в системе центра масс адронов следующим соотношением:

$$\cos \hat{\theta} = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad \text{где } \beta = \frac{x_a - x_b}{x_a + x_b}.$$

В области достаточно больших значений  $x_R$ ,  $x_a = x_b$ , в первом приближении углы  $\theta$  и  $\hat{\theta}$  можно считать равными.

В рамках такого подхода к изучению явления нарушения скейлинга в процессах инклюзивного образования частиц /струй/ с большими поперечными импульсами ( $x_R - 1$ ) в работах<sup>/6,7/</sup> были сформулированы правила кваркового счета аномальных размерностей /ПКСАР/, определяющие логарифмические поправки к каноническим, точечно-подобным асимптотикам  $(\alpha_s/P_T^2)^2$  сечений произвольных адронных реакций. При этом номера аномальных размерностей кварковых операторов приобрели физический смысл удвоенного числа спектаторов.

На основе ПКСАР в работе<sup>/8/</sup> было получено беспараметрическое решение задачи для закона эффективных степеней  $\sigma \sim (P_T^{-n_{эфф}})$  сече-

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi \alpha_s^2}{\hat{s}^2} \sum$$

Процесс $ab \rightarrow cd$	$\sum(\theta)$
$q_a q_b \rightarrow q_a q_b$ $\alpha \neq \beta$	$\frac{4}{9} \frac{4+(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)^2}$
$q_a q_a \rightarrow q_a q_a$	$\frac{4}{9} \left[ \frac{4+(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)^2} + \frac{4+(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos\theta)^2} \right] - \frac{32}{27} \frac{1}{\sin^2\theta}$
$q_a \bar{q}_a \rightarrow q_a \bar{q}_a$	$\frac{2}{9} (1+\cos^2\theta) + \frac{4}{9} \frac{4+(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)^2} + \frac{4}{27} \frac{(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)}$
$q_a \bar{q}_a \rightarrow q_b \bar{q}_b$	$\frac{2}{9} (1+\cos^2\theta)$
$q_a \bar{q}_a \rightarrow GG$	$\frac{4}{9} (1+\cos^2\theta) \left[ \frac{16}{9} \cdot \frac{1}{\sin^2\theta} - 1 \right]$
$GG \rightarrow q_a \bar{q}_a$	$(1+\cos^2\theta) \left[ \frac{1}{3 \sin^2\theta} - \frac{1}{16} \right]$
$q_a G \rightarrow q_a G$	$(4+(1+\cos\theta)^2) \left[ \frac{2}{9} \frac{1}{1+\cos\theta} + \frac{1}{(1-\cos\theta)^2} \right]$
$GG \rightarrow GG$	$\frac{9}{2} \left[ 3 - \frac{\sin^2\theta}{4} + \frac{2(1+\cos\theta)}{(1-\cos\theta)^2} + \frac{2(1-\cos\theta)}{(1+\cos\theta)^2} \right]$

ний широкого класса жестких процессов  $(E \frac{d\sigma}{d^3P} \sim f(x_T) P_T^{-n_{эфф}})$ .

При этом авторы ограничились рассмотрением значения угла рассеяния  $\theta = 90^\circ$  в системе центра масс адронов. В настоящей работе сформулированы ПКСАР для произвольных углов рассеяния, проведены детальный анализ угловой зависимости инвариантных сечений и эффективных степеней  $P_T$  и сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

2. Сформулируем сейчас ПКСАР для произвольных углов рассеяния в ведущем логарифмическом приближении теории возмущений КХД. Как было отмечено выше, при изучении явления нарушения скейлинга инклюзивных сечений жестких процессов в рамках КХД необходимо

иметь информацию об эволюционной  $Q^2$ -зависимости плотностей кварковых  $f_{q/H}(x, Q^2)$  и глюонных  $G(x, Q^2)$  распределений и фрагментационных  $D(z, Q^2)$  функций. В качестве начальных условий предположим, что при  $Q^2 = Q_0^2$  и  $x \rightarrow 1$  вид этих функций определяется правилами кваркового счета /3/. Используя решения эволюционных уравнений /8,9/ и анализируя входящие в инвариантное сечение /1/ фундаментальные подпроцессы рассеяния партонов в низшем порядке теорий возмущений КХД, получим соответствующие выражения для различных компонент: VVV, VSV, GVG(VV, VS, GV)... сечения инклюзивного образования частиц /струй/.

#### А. Образование струй $A+B \rightarrow \text{jet } X$

$$E \frac{d\sigma}{d^3P} (AB \rightarrow \text{jet } X) = \sigma_0 \sum_{i,j} \frac{\epsilon^{sp-1}}{\Gamma(sp)} D_{ij}(\theta) \Phi_i^A \Phi_j^B,$$

где

$$\sigma_0 = \left(\frac{\alpha_s}{P_T^2}\right)^2 \left(\frac{x_T^2}{4}\right) \frac{[\alpha_s(Q^2)]^{-2r \ln(2/\sin \theta)}}{(\cos^2 \frac{\theta}{2})^A (\sin^2 \frac{\theta}{2})^B}, \quad /2/$$

$$A(B) = 2(n_V^{A(B)} - 1), \quad D_{ij}(\theta) = \sum_{k,\ell} (\sum_{ij \rightarrow k\ell}(\theta)),$$

$$\epsilon = 1 - x_R = 1 - x_T / \sin \theta, \quad r = 16 / (33 - 2f),$$

$n_V^{A(B)}$  - число валентных кварков в адроне A(B). Сумма берется по всем фундаментальным подпроцессам ( $i, j = V, S, G$ ). Отсчет угла производится от частицы A ( $\theta = \hat{P}_A \hat{P}_j$ );  $\Gamma(x)$  - гамма-функция Эйлера. Вся информация о нарушении скейлинга содержится в трехмерных векторах  $\vec{\Phi}^H$ :

$$\vec{\Phi}^H = c_H \Gamma(H) [\alpha_s(Q^2)]^{D(sp)} E(\xi); \quad H = A, B, \quad /3/$$

$$\vec{\Phi}^H = \begin{pmatrix} \Phi_V^H \\ \Phi_G^H \\ \Phi_S^H \end{pmatrix}, \quad E(\xi) = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{2}{5} \left[ \frac{1}{\Psi(H+r\xi+1)+\ell} - \frac{[\alpha_s(Q^2)]^{-D^S(sp)-D(sp)}}{\Psi(H+\frac{9}{4}r\xi+1)+\ell} \right] \\ \frac{3/4r\xi}{\Psi(H+r\xi+2)+\ell} \end{pmatrix},$$

где  $c_H$  - нормировочные множители:  $\xi = \ln[\alpha_s(Q_0^2)/\alpha_s(Q^2)]$ ;

$$\ell = \gamma_E - \frac{21-2f}{20} \ln(1-x_R); \quad \gamma_E = 0,577 - \text{число Эйлера. Величины}$$

$D(sp), D^S(sp)$  определяются несинглетными ( $d(sp)$ ) и синглетными ( $d^S(sp)$ ) аномальными размерностями соответственно:

$$D(n) = d(n) - r(1/n + \ln \epsilon), \quad \epsilon = 1 - x_R,$$

$$D^S(n) = d^S(n) - \frac{9}{4}r(1/n + \ln \epsilon) + \frac{5}{4} \ln K_H, \quad H = A, B, \quad /4/$$

$$d(n) = -r \left( \frac{3}{4} - \sum_1^n \frac{1}{K} \right) + O(1/n^2),$$

$$d^S(n) = -r \left( 1/r - \frac{9}{4} \sum_1^n \frac{1}{K} \right) + O(1/n^2),$$

где

$$K_A = \cos^2 \theta/2, \quad K_B = \sin^2 \theta/2.$$

#### Б. Образование одиночных частиц $A+B \rightarrow CX$

$$E \frac{d\sigma}{d^3P} (AB \rightarrow CX) = \sigma_0 \sum_{i,j,k} \frac{\epsilon^{sp-1}}{\Gamma(sp)} D_{ijk}(\theta) \Phi_i^A \Phi_j^B \Phi_k^C, \quad /5/$$

$$D_{ijk}(\theta) = \sum_{\ell} (\sum_{ij \rightarrow k\ell}(\theta)), \quad \theta = (\hat{P}_A \hat{P}_C), \quad K_C = 1.$$

Все величины определены соотношениями /2/-/4/. Фигурирующее в этих формулах спектаторное число  $sp$  определяется следующим образом:

$$sp = 2 \left( \sum_{i=1}^H n_i - H \right) + \sum_{i=1}^H \Delta sp_i, \quad /6/$$

где  $n_i$  - число валентных кварков в  $i$ -м адроне;  $H$  - полное число участвующих в реакции адронов ( $H=2$  -  $AB \rightarrow \text{jet } X$ ;  $H=3$  -  $AB \rightarrow CX$ ), а  $\Delta sp$  - дополнительное спектаторное число, равное количеству невалентных составляющих:

$$sp_V = sp_0 = 2 \left( \sum_{i=1}^H n_i - H \right); \quad \Delta sp_V = 0,$$

$$\Delta sp_G = \Delta sp_V + 1 \quad \text{для глюонов,}$$

$$\Delta sp_S = \Delta sp_V + 2 \quad \text{для морских кварков.}$$

Полученные правила характеризуют степень нарушения масштабной инвариантности, которая определяется величиной как несинглетной, так и синглетной аномальной размерности. Причем аргументами аномальных размерностей служат спектаторные числа, фиксируемые кварковым составом участвующих в реакции адронов.

3. Формулы /2/-/5/ показывают, что из-за дополнительного вклада механизма нарушения скейлинга угловое распределение инклюзивной реакции не совпадает с поведением элементарных сечений жесткого рассеяния составляющих  $(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\theta))$  /см. табл.1/. Отклонение от скейлингового углового распределения при фиксированном значении энергии определяется величиной отношения  $Q^2(\theta) / \Lambda^2$ , то есть аргументом эффективной константы связи  $\alpha_s(Q^2) / \Lambda$  - параметр обрезания/. Поэтому весьма важным является выбор определенной зависимости  $Q^2$  от инвариантов  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$ ,  $\hat{u}$  подпроцесса /однозначное фиксирование последнее в адронных соударениях невозможно/.

В дальнейшем будем пользоваться следующим определением величины  $Q^2 / 10^4$ :

$$Q^2 = 2\hat{s}\hat{t}\hat{u} / (\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2). \quad //$$

Фазовый объем интегрирования по  $x_a$  и  $x_b$  определяет пределы изменения  $Q^2$ :

$$\frac{x_R^2 (1 - \cos^2 \theta)}{4 - 2x_R (1 \pm \cos \theta) + x_R^2 (1 \pm \cos \theta)^2} \cdot s < Q^2 \leq \frac{1 - \cos^2 \theta}{3 + \cos^2 \theta} \cdot s$$

/знаки "+" соответствуют углам рассеяния  $\theta < \pi/2$  соответствен-

но/. Отметим, что допустимые значения  $Q^2$  достаточно велики, например, в случае  $\theta = 90^\circ$ ,  $x_T = 0,3$ :

$$\text{ISR} \quad \sqrt{s} = 63 \text{ ГэВ} \quad 100 \leq Q^2 / \text{ГэВ}^2 \leq 1500,$$

$$\text{SPS} \quad \sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ} \quad 10^4 \leq Q^2 / \text{ГэВ}^2 \leq 10^5.$$

Изучая зависимость различных компонент инвариантного сечения от величины  $x_T$  ( $x_T \leq \sin \theta$ ), приходим к выводу, что для угла рассеяния  $\theta = 90^\circ$ , начиная с  $x_T \geq 0,3$ , вклады валентных партонов в сечении начинают доминировать. Для угла  $\theta = 20^\circ$  аналогичное явление имеет место уже при малых значениях  $x_T$  ( $x_T \geq 0,1$ ). Следовательно, изучение свойств валентной области взаимодействия можно

проводить при больших значениях  $x_T$  и  $\theta = 90^\circ$  или при сравнительно малых  $x_T$  и средних углах рассеяния.

Рассмотрим величину  $R = \frac{\sigma(\pi^+)}{\sigma(\pi^-)} (\sigma \equiv E \frac{d\sigma}{d^3p})$  в PP-соударениях.

В области больших значений  $x_R$ , где основную роль играет вклад компонент валентных составляющих, предполагая  $f_{u/p}(x) = 2f_{d/p}(x)$ , имеем  $R(\theta = 90^\circ) = 2,2$ . Причиной наблюдаемого в эксперименте роста величины  $R(1 \leq R_{\text{эксп}} \leq 2)$  является несимметричность распределений  $u$ - и  $d$ -валентных кварков в протоне:  $f_{u/p}(x)/d_{d/p}(x) \approx 1/(1-x)^{-1}$ . Другим источником роста  $R(x_T)$  может служить вклад глюонных компонент в инвариантные сечения. С другой стороны, как было отмечено выше, при средних углах рассеяния валентная область начинает доминировать при сравнительно маленьких  $x_T$ , что удобно при сравнении с экспериментом. Действительно, при  $x_T = 0,3$   $R_{\text{теор.}}(\theta = 50^\circ) = 2,0$  /экспериментальное значение  $R_{\text{эксп.}}(\theta = 50^\circ, \sqrt{s} = 63 \text{ ГэВ}) \approx 2,0 \pm 0,4$  /'11/.

С целью изучения угловой зависимости величины  $E \frac{d\sigma}{d^3p}$  рассмотрим процесс образования двух струй в адронных соударениях. При вычислении  $E \frac{d\sigma}{d^3p}(AB \rightarrow \text{jet } X)$  необходимо провести суммирование по всем элементарным подпроцессам данной реакции. В частности, в случае образования глюонной струи в PP- и PP-соударениях при  $f = 3$  следует учесть семь различных компонент:

$$GG \rightarrow GG, uu \rightarrow GG, uu \rightarrow GG, dd \rightarrow GG, dd \rightarrow GG, ss \rightarrow GG, ss \rightarrow GG.$$

Однако, как показывают точные расчеты в рамках КХД, начиная с  $x_T > 0,2$  вкладами морских кварков можно пренебречь. Действительно, их доля в  $d\sigma/d \cos \theta(pp \rightarrow q\bar{q}x)$  составляет около 8%. В случае реакции PP  $\rightarrow$  GGX их вклад меньше 1% при всех углах рассеяния. При этом глюоны дают большой вклад /76%/ , что обусловлено большим значением величины  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(GG \rightarrow GG)$ , компенсирующей малость прироста глюонов в адроне по сравнению с валентными кварками. Без учета морских кварков реакция PP  $\rightarrow$  GGX определяется только одной компонентой (GG  $\rightarrow$  GG), а PP  $\rightarrow$  GGX - тремя компонентами (GG  $\rightarrow$  GG,  $\bar{u}u \rightarrow GG$ ,  $\bar{d}d \rightarrow GG$ ).

Рис.1 проясняет характер влияния кваркового состава участвующих в реакции адронов на угловую зависимость инвариантных сечений образования глюонной струи в PP- и K<sup>+</sup>P-соударениях. Выбор этих реакций обусловлен тем фактом, что они, в основном, определяются единственным подпроцессом GG  $\rightarrow$  GG. /Кривые отнормированы в точке  $\theta = 0^\circ$  /. Эта картина легко обобщается на все адронные процессы. В частности, каждая компонента инвариантного

$E \frac{d\sigma}{d^3p}(AB \rightarrow \text{jet } X)$  сечения сохраняет симметрию соответствующего

Значения параметров  $n, m$  ( $E \frac{d\sigma}{d^3P} = P_T^{-n} (1-x_R)^m$ ) в  $PP$ -соударениях,  $\Lambda = 0,5$  ГэВ/с

Процесс	$\sqrt{s}$ / ГэВ/	$x$	$\theta$	$n_{\text{теор.}}$	$m_{\text{теор.}}$	$n_{\text{эксп.}}$	$m_{\text{эксп.}}$	Ссылка
$PP \rightarrow \pi^0 X$	62,4	0,30	90	7,2	11,7	$6,6 \pm 0,8$	$9,6 \pm 1,0$	/13/
	62,4	0,30	30	6,6	11,5			
$PP \rightarrow \text{jet} X$	45	0,39	90	6,4	9,1	$5,3 \pm 0,2$	$10,6 \pm 1,0$	/14/
	45	0,39	30	5,7	8,9			

Эта дополнительная степень, возникающая в КХД при больших значениях  $x_R$ , появляется по нескольким причинам:

- а/ убывание функции распределения кварков с ростом  $P_T$ ;
- б/ убывание функции фрагментации;
- в/ убывание сечения за счет падения с ростом  $P_T$  константы взаимодействия  $a_s(P_T^2)$ .

Учет всех этих факторов приводит к эффективной степени, которая и наблюдается в экспериментах в области  $P_T > 4$  ГэВ/с. Более высокая степень в области  $P_T < 4$  ГэВ/с кроме вышеперечисленных факторов требует еще и феноменологического учета вращений и внутреннего поперечного движения кварков в адроне /эффект которого мал при больших  $P_T$  /.

В работе /8/ было получено выражение для значения эффективной степени  $n_{\text{эфф.}}$  при угле рассеяния  $\theta = 90^\circ$ . С учетом полученных ПКСАР для произвольного угла рассеяния  $\theta$ , /2/-/5/,  $n_{\text{эфф.}}(x_T, \theta)$  принимает следующий вид:

$$n_{\text{эфф.}}(x_T, \theta) = 4 - 2 [2 - 2\gamma \ln(2/\sin\theta) + ND(sp)] R\left(\frac{s_1}{s_2}\right), \quad /8/$$

где  $N$  - число адронов, участвующих в реакции;  $\gamma, D(sp), sp$  определяются соотношениями /2/, /4/, /6/,

$$R\left(\frac{s_1}{s_2}\right) = \frac{\ln[a_s(s_1)/a_s(s_2)]}{\ln(s_1/s_2)}$$

- функция кваркового разрешения, усредненная в интервале энергии  $s_1 - s_2$ .

При фиксированном значении энергии  $s(Q^2-s)$  функция кваркового разрешения принимает следующий вид:

$$R(s) = - \frac{1}{\ln Q^2/\Lambda^2},$$

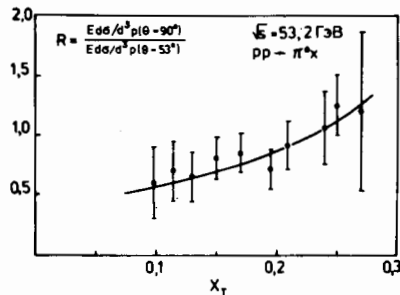
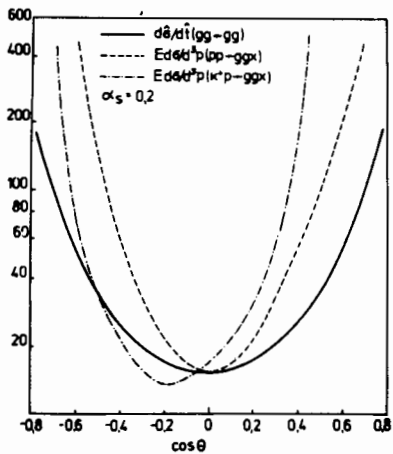


Рис.2.  $x_T$ -зависимость отношения

$$R\left(\frac{\theta_1 = 90^\circ}{\theta_2 = 53^\circ}\right) = \frac{Ed\sigma/d^3P(\theta = 90^\circ)}{Ed\sigma/d^3P(\theta = 53^\circ)}$$

Рис.1. Угловая зависимость сече- образования  $\pi^0$ -мезонов в  $PP$ - ний образования глюонной струи соударениях. Экспериментальные данные в  $PP$ -и  $K^+P$ -соударениях.

$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{T}}(\theta)\right)_{ab}$  для мезон-мезонного и нуклон-нуклонного рассеяния. Данная симметрия нарушается в случае мезон-нуклонного взаимодействия, то есть, когда числа валентных кварков, участвующих в соударении адронов, разные. Действительно, экспериментальное измерение угловой зависимости инвариантных инклюзивных сечений  $(d\sigma(P\bar{P} \rightarrow \pi^0 X))$  при больших поперечных импульсах /12/ свидетельствует о росте отношения

$$\sigma(P\bar{P} \rightarrow \pi^0 X, \theta = 90^\circ) / \sigma(P\bar{P} \rightarrow \pi^0 X, \theta = 53^\circ); \quad (\sigma \equiv E \frac{d\sigma}{d^3P})$$

с увеличением значения  $x_T$  /см. рис.2/\*.

В табл.2 приведены также экспериментальные данные /13,14/

и соответствующие значения  $n$  и  $m$  ( $E \frac{d\sigma}{d^3P} \sim AP_T^{-n} (1-x_T)^m$ ) для разных углов рассеяния, рассчитанные с помощью ПКСАР. Несмотря на существующую неоднозначность в теоретическом определении величин  $n, m$ , согласие с экспериментом удовлетворительное.

4. Полученные ПКСАР свидетельствуют о нарушении масштабной инвариантности закона  $P_T^{-4}$ , то есть

$$E \frac{d\sigma}{d^3P} \sim f(x_T) P_T^{-(4+\Delta n)}, \quad n_{\text{эфф.}} = 4 + \Delta n.$$

\* Без учета нормировки расчетной кривой.

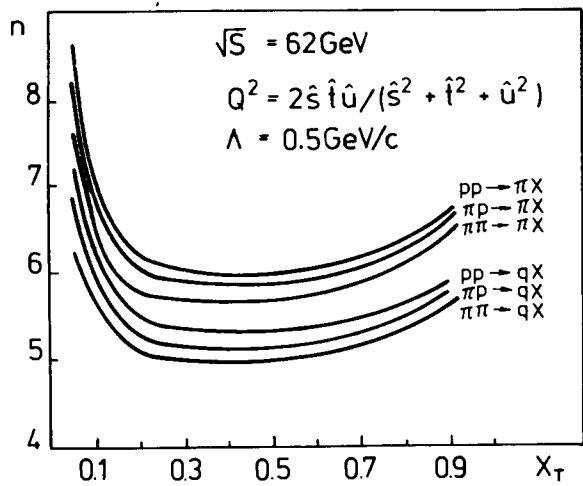


Рис.3. Зависимость эффективного показателя  $n_{эфф}$  от кваркового состава адронов.

и соответственно для эффективной степени имеем

$$n_{эфф}(x_T, \theta, s) = 4 + 2|2 - 2r \ln(2/\sin\theta) + HD(sp)| \frac{1}{\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad /9/$$

Заметим, что выражение для  $n_{эфф}$  получено с учетом только не-синглетного вклада. Синглетные поправки к инклюзивным сечениям образования частиц при достаточно больших значениях  $x_T$  ( $x_T > 0,3$ ) составляют несколько процентов. Полученные формулы свидетельствуют о том, что величина нарушения скейлинга /отклонение от поведения  $P_T^{-4}$  / определяется кварковым составом адронов, участвующих в реакции, нарушение становится значительнее для адронов с большим числом пассивных составляющих /рис.3/. Единственным параметром в этих формулах является шкала бегущей константы связи  $\Lambda$ , фиксируемой при глубоконеупругом рассеянии лептонов.

С увеличением энергии  $s$  ( $Q^2 \sim s$ ) или с уменьшением  $\Lambda$  функция кваркового разрешения  $R(s)$  и соответственно  $n_{эфф}$  уменьшаются, что свидетельствует об ослаблении взаимодействия между партонами с ростом степени разрешения "прибора".

Так как условием применимости теории возмущений КХД является малость константы связи  $\alpha_s(Q^2)$ , весьма важен выбор определенной зависимости  $Q^2$  от инвариантов  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$ ,  $\hat{u}$ , например:

$$Q^2 = -\hat{t}, \quad 2\hat{s}\hat{t}\hat{u}/(\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2), \dots, \quad \alpha P_T^2 \quad \alpha = 1 \div 4. \quad /10/$$

При фиксировании внешних переменных  $s$ ,  $P_T$ ,  $\theta$  рост  $Q^2$  в зависимости от выбора уравнения /10/ вызывает, вообще говоря, изменение сечений. При этом с ростом энергии зависимость от  $Q^2$  становится менее заметной /рис.4/. Угловая зависимость эффективной

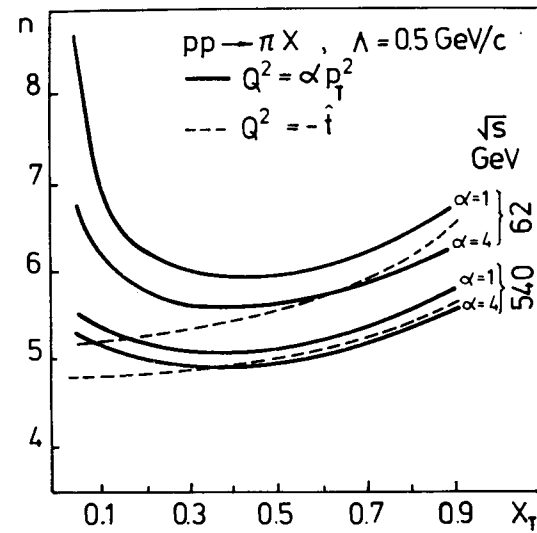


Рис.4. Чувствительность показателя  $n_{эфф}$  к выбору переменной  $Q^2$  при разных значениях  $s$ ,  $x_T$  ( $\theta = 90^\circ$ ).

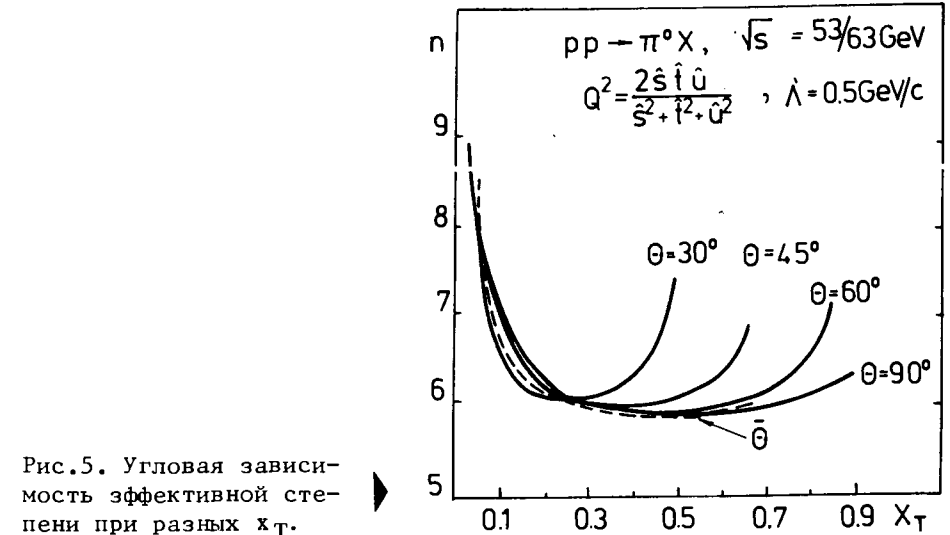


Рис.5. Угловая зависимость эффективной степени при разных  $x_T$ .

степени определяется как множителем  $[2 - 2r \ln(2/\sin\theta) + HD(sp)]$ , так и зависимость  $Q^2 = Q^2(\theta)$ , то есть аргументом функции кваркового разрешения.

На основе анализа  $\theta$ - и  $x_T$ -зависимости эффективной степени можно сделать следующие выводы /рис.5/:

а/ с увеличением  $x_T$  ( $x_T > 0,2$ ) при фиксированных значениях  $\theta$   $n_{эфф}$  растет. Это обусловлено ростом множителя  $[2 - 2r \ln(\frac{2}{\sin\theta}) + HD(sp)]$

Эффективная степень  $n_{\text{эфф}}$  инвариантных сечений при фиксированных значениях  $x_T / \theta = 90^\circ$ .  
Экспериментальные данные - из работ /15-18/

AB → CX	$\sqrt{s}$ /ГэВ/	$x_T$	$n_{\text{эксп}}^{\text{эфф}}$	$n_{\text{теор}}^{\text{эфф}}$	Ссылка
$\pi\pi \rightarrow \pi X$	10,3	0,35	$6,2 \pm 1,0$	6,5	/15/
$\pi P \rightarrow \pi X$	13,7	0,32	$7,46 \pm 0,15$	7,6	/15,16/
$PP \rightarrow \text{jet } X$	13,7 24,7	0,35	$6,2 \pm 0,3$	6,4	/17/
$PP \rightarrow \pi X$	13,7	0,32	$7,93 \pm 0,13$	8,0	/15,16/
$PP \rightarrow \pi X$	62	0,35	$6,1 \pm 0,3$	6,0	/18/

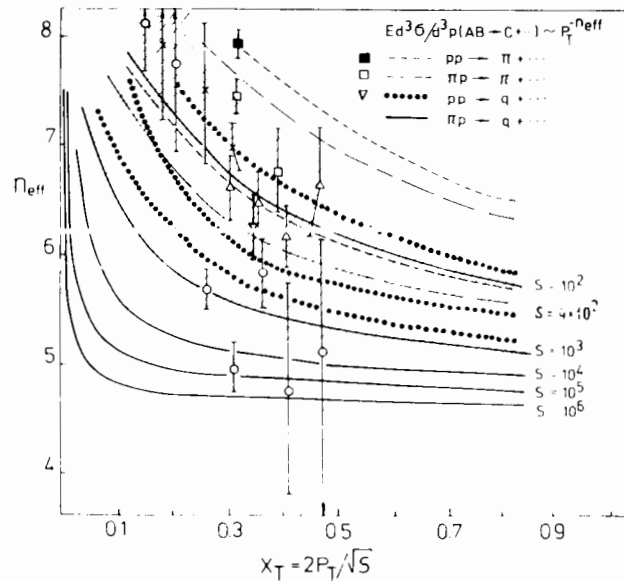


Рис.6. Эффективная степень  $n_{\text{эфф}}$  инвариантных сечений образования струй и  $\pi$ -мезонов.

и соответствует уменьшению инвариантного сечения по мере приближения к кинематическому пределу;

б/ при фиксированном  $x_T$  ( $x_T > 0,2$ ) с ростом  $\theta$  значение эффективной степени уменьшается и достигает своего минимального значения для  $\theta = 90^\circ$ . Причиной этого является увеличение  $Q^2(\theta)$

/и, соответственно/, уменьшение функции кваркового разрешения/ с ростом угла, вплоть до  $\theta = 90^\circ$ ;

в/ рост  $n_{\text{эфф}}$  в случае  $Q^2 = 2\hat{s}\hat{t}\hat{u}/(\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2)$  при малых значениях  $x_T$  обусловлен уменьшением величины  $Q^2 \sim x_T^2 s$ .

В табл.3 приведены значения  $n_{\text{эфф}}^{\text{эксп}}$  при адронном образовании  $\pi$ -мезонов и струй с большими  $P_T$  /рис.6/. Полученные результаты свидетельствуют о хорошем согласии расчетов с экспериментальными данными в широком интервале энергий.

5. Таким образом, в главном логарифмическом приближении теории возмущений КХД получены ПКСАР для произвольных углов рассеяния, учитывающие эффекты нарушения скейлинга и определяющие отклонения от точечноподобного поведения инвариантных сечений партонной модели. Проведенный анализ угловой зависимости инвариантных сечений свидетельствует в пользу универсальности полученных правил. Полученное беспараметрическое решение для закона эффективных степеней хорошо объясняет физическую картину взаимодействия адронов с большими поперечными импульсами и согласуется с экспериментальными данными.

Авторы приносят глубокую благодарность А.Н.Тавхелидзе за постоянный интерес к работе, а также Н.С.Амаглобели, С.Щ.Мавродиеву, А.В.Радюшкину, А.Н.Сисакяну, К.Г.Четыркину за ценные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Berman S., Bjorken J., Kogut J. Phys.Rev., 1971, D4, p.3388.
- Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p.298.
- Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cimento, 1973, 7, p.719.
- Reya E. Phys.Rep., 1981, 69, p.197.
- Combridge L., Kripfganz J., Ranft J. Phys.Lett., 1977, 70B, p.234; Cutler R., Sivers D. Phys.Rev., 1978, D17, p.196.
- Matveev V.A., Slepchenko L.A., Tavkhelidze A.N. Phys.Lett., 1981, B100, p.75.
- Авалиани И.С., Матвеев В.А., Слеченко Л.А. ТМФ, 1982, 54, с.163-173.
- Avaliani I.S., Matveev V.A., Slepchenko L.A. JINR, E2-82-282, Dubna, 1982.
- Martin F. Phys.Rev., 1979, D19, p.1382.
- Feynman R.P., Field R.D., Fox G.C. Phys.Rev., 1978, D18, p.3320.
- Drijard D. et al. Nucl.Phys., 1982, B208, p.
- Eggert K. et al. Nucl.Phys., 1975, B18, p.49; Lloyd Owen D. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.89.



13. Clark A.G. et al. Phys.Lett., 1978, 74B, p.267.
14. Akesson T. et al. CERN/EP 83-01, Geneva, 1983.
15. Biswas N. et al. Phys.Lett., 1980, 97B, p.333.
16. Donaldson G. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1110.
17. Cook V. et al. FLAB 80/91-EXP, Batavia, 1980.
18. Darriulat P. Ann.Rev. of Nuclear and Particle Science, 1981.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2 81 545	Труды VI международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 июня 1983 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Авалиани И.С., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. P2-83-456  
Феноменологический анализ процессов адронного рождения частиц с большими  $P_T$  в КХД

Изучаются квантовохромодинамические поправки к точно-подобным степенным асимптотикам процессов рождения частиц при больших поперечных импульсах для произвольного угла рассеяния. Формулируются правила кваркового счета аномальных размерностей для произвольных углов рассеяния, определяющие логарифмические поправки к сечениям образования струй и одиночных частиц. С помощью этих правил получено беспараметрическое решение проблемы  $P_T^{-4}$ , определяющее степень нарушения скейлинга в инклюзивных адронных сечениях. На основе полученных теоретических результатов проведен анализ экспериментальной ситуации.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Avaliani I.S., Matveev V.A., Slepchenko L.A. P2-83-456  
Phenomenological Analysis of the High  $P_T$   
Particle Production in QCD

In the leading order of QCD perturbation theory the anomalous dimension quark counting rules for arbitrary scattering angle are derived, which determine the logarithmic corrections to the point-like power asymptotics in terms of anomalous dimensions of the nonsinglet and singlet quark and gluon operators. Parameter-free solution for the effective power exponents in a wide class of hard processes, for any scattering angle, is obtained. The angle dependent detailed analysis of invariant cross sections and effective power exponents are discussed. There is a satisfactory agreement with experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой