

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2303/82

12/1-82

P2-82-80

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

КВАРКОВЫЙ СЧЕТ
АНОМАЛЬНЫХ РАЗМЕРНОСТЕЙ
ДЛЯ СИНГЛЕТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Направлено в журнал "ТМФ"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе^{/1/} при изучении явления нарушения скейлинга инклюзивных сечений процессов с большими p_T были сформулированы правила кваркового счета аномальных размерностей жестких процессов в КХД. При этом оказалось, что степень нарушения скейлинга инклюзивных сечений связана с числом элементарных составляющих адронов, участвующих в процессе рассеяния. Отметим, что выводы^{/1/} основывались, в основном, на несинглетных комбинациях структурных функций /например, типа $F_q - F_{\bar{q}}$ /, доминирующих в рассеянии адронов при $x_T \sim 1$.

Однако при изучении нарушенного скейлинга в рамках КХД часто оказывается необходимым учитывать вклады синглетных комбинаций партонных функций распределения. В особенности это важно иметь в виду при формулировке правил кваркового счета, так как степень нарушения скейлинга отдельных их компонент различна. Отметим, однако, что из-за малости соответствующих компонент партонных распределений в области значений $x \sim 1$ эти эффекты могут проявиться лишь в высших порядках теории возмущения и при небольших значениях n . Для больших значений моментов ($n > 4$) аномальные размерности синглетных и несинглетных комбинаций структурных функций приблизительно совпадают.

В настоящей работе изучается вклад синглетных состояний в сечения образования струй и одиночных частиц с большими p_T в адронных соударениях. Анализируется влияние различных кварковых ароматов и глюонов на степень нарушения скейлинга /зависимость от p_T / инклюзивных сечений образования адронов в жестких процессах. С учетом возможных синглетных состояний кварковых распределений и элементарных подпроцессов жесткого рассеяния в адронных соударениях в ведущем порядке теории возмущения КХД формулируются правила кваркового счета аномальных размерностей. Результаты для соответствующих инклюзивных сечений при больших x_T представляются в виде разложения в ряд по степеням $\epsilon = 1 - x_T$:

$$(E d\sigma / d^3 p)_{AB \rightarrow CX} \sim \frac{(a_s(p_T^2))^2}{p_T^4} \sum_i c_i (a_s(p_T^2))^{\Delta(i)} \epsilon^i.$$

2+2D(A+B+C)

Коэффициенты разложения определяют последовательные степени логарифмического убывания сечений, связанные с вкладами невалентных /спектаторных/ компонент волновых функций адронов.

2. НАРУШЕНИЕ СКЕЙЛИНГА СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ В КХД

Остановимся сейчас на зависимости структурных функций партоновых распределений от величины квадрата передаваемого импульса Q^2 , предсказываемой КХД. С этой целью рассмотрим уравнения, определяющие "эволюцию" (Q^2) плотностей кварковых и глюонных распределений $q(x, Q^2)$, $G(x, Q^2)$, справедливые в теории возмущения произвольной ренормируемой теории поля кварков и глюонов /2/:

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int \frac{dy}{x} \frac{1}{y} [P_{qq}(\frac{x}{y}) q_i(y, Q^2) + P_{qG}(\frac{x}{y}) G(y, Q^2)] , \quad /1/$$

$$\frac{\partial G(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int \frac{dy}{x} \frac{1}{y} [P_{Gq}(\frac{x}{y}) \sum_{j=1}^{2f} q_j(y, Q^2) + P_{GG}(\frac{x}{y}) G(y, Q^2)].$$

Суммирование здесь предполагается по всем типам /ароматам/ кварков и антикварков, а функции $P_{ij}(z)$ представляют собой вероятности соответствующих кварк-глюонных переходов. Заметим, что все это справедливо строго для безмассовых кварков.

Проводя разделение плотностей распределений партонов на вклады валентных и "морских" /SU(3) - симметричных/ кварков /в частности, для протона/:

$$q(x) = q_v(x) + q_s(x), \quad q_v = u, d, \quad /2/$$

$$q_s(x) = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, \dots,$$

уравнения /1/ сведем к трем интегродифференциальным уравнениям для плотностей: $q_v(x, Q^2)$, $q_s(x, Q^2)$, $G(x, Q^2)$ соответственно. Первое из них может быть удовлетворено любой разностью кварковых плотностей / $u - \bar{u}$, $u - s$, ... / и т.д. / и является несвязанным с двумя другими. Причина заключается в том, что эволюция с Q^2 плотности валентных кварков определяется только тормозным излучением глюонов, или на языке операторного разложения и ренормгруппового анализа - операторами, несинглетными по группе ароматов. Напротив, так называемые синглетные операторы определяют соответствующие плотности распределений глюонов и кварков в комбинациях, симметричных по ароматам /например, $\Sigma = u + d + s + \bar{u} + \bar{d} + s + \dots$ /. Поэтому два других уравнения для плотностей q_s , G связаны друг с другом и определяются смесью несинглетных и синглетных частей операторов. Определяющими эволюцию по Q^2 процессами в данном случае являются:

1/ рождение глюонами морских кварков /пар/ с последующим тормозным излучением; 2/ рождение тормозных глюонов.

Важно отметить, что решения перечисленных уравнений эволюции требуют задания определенных начальных условий. Если нам известны функции $q(x, Q_0^2)$ и $G(x, Q_0^2)$ для некоторого "затраченного" значения квадрата передачи $Q^2 = Q_0^2$, такого, что $\alpha_s(Q_0^2) / 2\pi \ll 1$, то искомые уравнения позволяют определить значения функций $q(x, Q^2)$ и $G(x, Q^2)$ для любого произвольного значения $Q^2 > Q_0^2$.

Следуя /1/, мы выбираем в качестве начальных условий при $Q^2 = Q_0^2$ и $x \sim 1$ значения структурных функций $q(x)$ и $G(x)$, диктуемые правилами кваркового счета /3/, то есть степенями убывания электромагнитных формфакторов адронов, вместе с соотношениями дуальности /4/.

В частности, степени v , s , g убывания распределений валентных, морских и глюонов при больших x^*

$$x q_v(x) \sim (1-x)^v,$$

$$x q_s(x) \sim (1-x)^s, \quad x \sim 1, \quad /3/$$

$$x G(x) \sim (1-x)^g$$

будут определяться соответствующими числами пассивных кварков /спектаторов/, составляющих адроны $2n_s - 1$.

Решения уравнений эволюции при этом могут быть легко получены, в частности, методом меллиновского преобразования соответствующих кварковых и глюонных плотностей:

$$F_i(n, Q^2) = \int_0^1 x^{n-1} dx F_i(x, Q^2), \quad i = V, S, G.$$

Выпишем окончательно искомые решения уравнений /1/, дающие главные вклады в области $x \sim 1$ /см. приложение/. Для плотностей распределений валентных /морских/ кварков и глюонов имеем**

$$x V(x, Q^2) = c(t) \frac{(1-x)^{v+t}}{\Gamma(v+1+t)},$$

*С точностью до величины $2\Delta h = 2(h_1, h_2)$, где h_1 и h_2 - спиральности адрона и кварка соответственно.

**Относительно решений уравнений /1/ см. также /5/. В отличие от последних, в настоящей работе учтены также неведущие вклады, играющие основную роль в области малых x .

$$xS(x, Q^2) = \frac{3}{40} \alpha(t) t \frac{(1-x)^{v+2+t}}{\Gamma(v+3+t) \left[\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(v+3+t) + \lambda \right]},$$

$$xG(x, Q^2) = \frac{2}{5} c(t) \frac{(1-x)^{v+1+t}}{\Gamma(v+2+t) \left[\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(v+2+t) + \lambda \right]} - \frac{2}{5} c(t) \frac{(1-x)^{v+1+9/4t} \exp \left\{ t \left(\frac{1}{\Gamma} - \frac{2}{4} - \frac{5}{4} \gamma_E \right) \right\}}{\Gamma(v+2+9/4t) \left[\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(v+2+9/4t) + \lambda \right]}, \quad /4/$$

где $\alpha(t) = s \exp\{t(3/4 - \gamma_E)\} \Gamma(v+1)$, а величины Γ , t , λ определены следующим образом:

$$\Gamma = \frac{16}{33-2f}; \quad t = \Gamma \ln \left[\frac{a_s(Q_0^2)}{a_s(Q^2)} \right]; \quad \lambda = \gamma_E - \frac{21-2f}{20},$$

и $\gamma_E = 0,5772\dots$, $\Psi(z) = d \log \Gamma(z) / dz$ являются числом и дигамма-функцией Эйлера соответственно.

Отметим также, что в рамках главного логарифмического приближения КХД приведенные здесь рассуждения относятся в равной мере и к эволюционной зависимости (Q^2) функций фрагментации кварков /глюонов/ в адроны $D(z, Q^2)$. Условие "взаимности" /6/, вообще говоря, нарушается при рассмотрении высших порядков теории возмущений /7,8/.

3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ЖЕСТКОГО РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ

Основное допущение картины жесткого соударения состоит в том, что сечение образования частиц при больших энергиях и передачах импульса доминирует над одиночным жестким рассеянием составляющих адронов - кварков и глюонов. При этом КХД позволяет вычислять поправки на излучение реальных и виртуальных глюонов.

Сечение инклюзивного образования адронов /струй/ с большими p_T в стандартной кинематике имеет вид

$$\left(\frac{E d\sigma}{d^3p} \right)_{AB \rightarrow C(j)X} = \frac{1}{\pi} \sum_{i,j,k} \int \frac{dx dy dz}{xy z^2} \mathcal{F}_{i/A}(x, \xi) \mathcal{F}_{j/B}(y, \xi) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dt} D_{C/k}(z, \xi). \quad /5/$$

Здесь $(d\hat{\sigma}/dt)_{ij \rightarrow k \dots}$ - сечение жесткого рассеяния составляющих $i, j, k = q(\bar{q}), G$ и $\mathcal{F}_{i/H}(D_H/k)$ - функции распределения i -го партона в адроне H и распада $k \rightarrow H$ соответственно. Индексы i, j, k пробегает по значениям f ароматов кварков /антикварков/ и глюонов:

$$\mathcal{F}_{i/H}(x, \xi) \sim x q_i(x, Q^2),$$

$$q = V, S, (G).$$

Конечная струя состоит из возможных комбинаций кварков /антикварков/ и глюонов, в соответствии с начальным состоянием i, j .

Перейдем теперь к анализу вкладов различных элементарных подпроцессов жесткого рассеяния в инклюзивное сечение /5/. В низшем приближении

$$q_i q_j \rightarrow q_i q_j, \quad q_i G \rightarrow q_i G, \quad GG \rightarrow q_i \bar{q}_i,$$

$$q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j, \quad q_i \bar{q}_i \rightarrow GG, \quad GG \rightarrow GG.$$

Вычисление вклада упругого рассеяния валентных кварков в $E d\sigma / d^3p$ ($AB \rightarrow c(j)X$) проводилось в /1/. Мы остановимся сейчас на анализе недиагональных вкладов VG, VS и т.д. в ведущем приближении теории возмущений. Для простоты рассмотрим случай рассеяния на угол $\theta = 90^\circ$. Подставляя в /5/ соответствующие синглетные компоненты функций распределения партонов /4/ и проводя интегрирования в области больших значений $\{x, x_T\}$ для VG -компоненты сечения инклюзивного образования струи в AB -соударениях, получим

$$\left[\frac{E d\sigma}{d^3p} (AB \rightarrow jet + X) \right]_{VG} = \frac{2}{5} K \left(\frac{a_s}{p_T^2} \right)^2 \frac{\epsilon^{s_p}}{\Gamma(s_p)} L_{VG}(p_T^2), \quad /6/$$

где

$$K = c_A \Gamma(A) c_B \Gamma(B) 2^{A+B} (x_T^2/4)^2 (a_s(p_T^2))^{-2\Gamma \ln 2},$$

$$\xi = \ln(a_s(\hat{Q}_0^2) / a_s(\hat{Q}^2)), \quad s_p = A+B = 2(n_A + n_B - 2),$$

$$a_s(p^2) = \frac{12\pi}{(33-2f) \log(p_T^2/\Lambda^2)}, \quad \Gamma = 16/(33-2f), \quad \epsilon = 1-2p_T/\sqrt{s},$$

c_A, c_B определены в формуле /4/.

Входящий в /6/ множитель $L_{VG}(p_T^2)$ содержит всю информацию о нарушении скейлинга в распределениях партонов и представляет собой фактор логарифмического отклонения от точечно-подобного сечения p_T^{-4} :

$$L_{VG}(s_p, p_T^2) = \frac{(a_s(p_T))^{2d(s_p+1) - \frac{2r}{s_p+1} - 2r \log \epsilon}}{\Psi(B+1+r\xi) + \lambda - \log \epsilon} - \frac{(a_s(p_T))^{2d(s_p+1) + d(s_p+1) - \frac{13}{4}r(\frac{1}{s_p+1} + \log \epsilon)}}{\Psi(B+1+9/4r\xi) + \lambda - \log \epsilon} \quad /7/$$

Аномальные размерности, определяющие /7/, соответствуют несинглетной и синглетной компонентам функций распределения партонов и имеют стандартный вид:

$$d(n) \equiv d_n^{NS} = -r \left(\frac{3}{4} - \sum_{k=1}^n \frac{1}{k} \right) + O\left(\frac{1}{n^2}\right), \quad /8/$$

$$d^s(n) = -r \left(\frac{33-2f}{16} - \frac{9}{4} \sum_{k=1}^n \frac{1}{k} \right) + O\left(\frac{1}{n^2}\right).$$

Проводя аналогичные вычисления, соответствующие вкладам компонент VS, SG, GG, SS, искомого инклюзивное сечение $AB \rightarrow jet + X$ можем представить в виде

$$\left(\frac{E d\sigma}{d^3p} \right)^{AB \rightarrow jet} = \sum_{i,j} a_{ij}^{V,G,S} \left(\frac{E d\sigma}{d^3p} \right)_{ij}^{AB \rightarrow jet}, \quad /9/$$

$$\left(\frac{E d\sigma}{d^3p} \right)_{ij} = K \left(\frac{\alpha_s}{p_T^2} \right)^2 \epsilon^{s_p-1} L_{ij}(s_p, p_T^2), \quad /10/$$

где матрицы /например, для $A+B \rightarrow jet(q, \bar{q}) + \dots$ /

$$\hat{a} = \begin{pmatrix} \overline{VV}, & \frac{4n_B}{9} [41f-16], & n_B \frac{55}{9} \\ \frac{4n_A}{9} [41f-16], & \frac{8f}{9} [41f-16], & \frac{55}{9} 2f \\ \frac{55}{9} n_A, & \frac{55}{9} 2f, & 2f \frac{7}{48} \end{pmatrix}, \quad \hat{L} = \begin{pmatrix} VV, & VS, & VG \\ SV, & SS, & SG \\ GV, & GS, & GG \end{pmatrix} /11/$$

для $A=B=p$, $\overline{VV}=1840/27$ соответствуют значениям дифференциальных сечений элементарных подпроцессов, взятых при $\theta=90^\circ$: $(\hat{d}\sigma/\hat{d}\hat{t})_{ij} = \frac{\pi\alpha_s}{\hat{s}^2} \sum_{ij}(\theta)$, $a_{ij} = \sum_{ij}(90^\circ)$; компоненты матрицы \hat{L} выпишем отдельно:

$$VV = \frac{(a_s(p_T))^{2D(s_p)}}{\Gamma(s_p)},$$

$$VG = \frac{2}{5} \frac{\epsilon}{\Gamma(s_p+1)} \left\{ \frac{\alpha_s^{2D(s_p+1)}}{\Psi(\bar{B}+1)+\ell} - \frac{\alpha_s^{D(s_p+1)+D^s(s_p+1)}}{\Psi(B+1+9/4r\xi)+\ell} \right\},$$

$$VS = \frac{3}{40} r\xi \frac{\epsilon^2}{\Gamma(s_p+2)} \frac{\alpha_s^{2D(s_p+2)}}{\Psi(\bar{B}+2)+\ell},$$

$$SG = \frac{3}{100} r\xi \frac{\epsilon^3}{\Gamma(s_p+3)[\Psi(\bar{A}+2)+\ell]} \left\{ \frac{\alpha_s^{2D(s_p+3)}}{\Psi(\bar{B}+1)+\ell} - \frac{\alpha_s^{D(s_p+3)+D^s(s_p+3)}}{\Psi(B+1+9/4r\xi)+\ell} \right\},$$

$$SS = \frac{9}{160} (r\xi)^2 \frac{\epsilon^4}{\Gamma(s_p+4)} \frac{\alpha_s^{2D(s_p+4)}}{[\Psi(\bar{A}+2)+\ell][\Psi(\bar{B}+2)+\ell]}, \quad /12/$$

$$GG = \frac{4}{25} \frac{\epsilon^2}{\Gamma(s_p+2)} \left\{ \frac{\alpha_s^{2D(s_p+2)}}{[\Psi(\bar{A}+1)+\ell][\Psi(\bar{B}+1)+\ell]} - \frac{\alpha_s^{D(s_p+2)+D^s(s_p+2)}}{[\Psi(\bar{A}+1)+\ell][\Psi(B+1+9/4r\xi)+\ell]} (1+A \rightarrow B) + \frac{\alpha_s^{2D^s(s_p+2)}}{[\Psi(A+1+9/4r\xi)+\ell][\Psi(B+1+9/4r\xi)+\ell]} \right\},$$

$$SV = VS(A \leftrightarrow B); \quad GV = VG(A \leftrightarrow B); \quad GS = SG(A \leftrightarrow B);$$

$$\bar{A} = A + r\xi; \quad \bar{B} = B + r\xi; \quad s_p = A+B = 2(n_A+n_B-2),$$

где $n_A(n_B)$ - число валентных кварков в адронах A(B). Входящие в /12/ показатели при $\alpha_s(p_T^2)$ представляют обобщение аномальных размерностей $d(n)$ и $d^s(n)$:

$$D(n) = d(n) - r \left(\frac{1}{n} + \log \epsilon \right),$$

$$D^s(n) = d^s(n) - 9/4 r \left(\frac{1}{n} - \log \epsilon \right), \quad /13/$$

$$\ell = \lambda - \log \epsilon = \gamma_E - \frac{21-2f}{20} - \log(1-x_T).$$

Сформулируем сейчас простые правила, позволяющие с помощью формальных алгебраических процедур записывать инклюзивные се-

чения для произвольных жестких процессов с учетом всех возможных элементарных подпроцессов и синглетных состояний в рамках приближения ведущих логарифмов КХД.

Сечения инклюзивного образования адронов и струй при больших p_T и $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ можно получить путем простого перемножения структурных факторов, соответствующих кварк-глюонным компонентам, автоматически учитывающих нарушение скейлинга, вызванного эволюцией функций распределения и распада валентных /невалентных/ партонов в КХД:

$$\Phi_V^H = c_H \Gamma(H) \alpha_s (p_T^2)^{D(s_p)}, \quad H = A, B, C, \dots,$$

$$\Phi_s^H = c_H \Gamma(H) \frac{3}{40} \frac{\Gamma\xi}{\Psi(\bar{H}+2)+\ell} \alpha_s (p_T^2)^{D(s_p)}, \quad /14/$$

$$\Phi_G^H = c_H \Gamma(H) \frac{2}{5} \left\{ \frac{\alpha_s (p_T^2)^{D(s_p)}}{\Psi(H+1)+\ell} - \frac{\alpha_s (p_T^2)^{D^S(s_p)}}{\Psi(H+1+9/4\Gamma\xi)+\ell} \right\}.$$

Индексы H , $s_p = A+B+\dots$ при этом учитывают спектаторный состав адронов в реакции в каждой компоненте V, S, G . Искомые сечения* могут быть записаны в результате окончательного домножения на универсальный множитель:

$$\sigma_0 = (\alpha_s / p_T^2)^2 (x_T^2 / 4)^2 2^{A+B} \alpha_s^{-2.112}.$$

Итак, для $A+B \rightarrow j+x$

$$\left(\frac{E d\sigma}{d^3p} \right)^{AB \rightarrow jx} = \sigma_0 \sum_{i,j} \frac{\epsilon^{s_p-1}}{\Gamma(s_p)} a_{ij} \Phi_i^A \Phi_j^B (s_p, p_T^2) \quad /15/$$

представляет сумму по вкладам подпроцессов $V^A V^B, V^A S^B$ и т.д. При этом понимается соответствие $V^A \rightarrow \Phi_V^A, \dots$. Спектаторные числа /удвоенное число пассивных составляющих в несинглетном случае/

$$s_p = 2 \left(\sum_{i=1}^H n_i - H \right) + \sum_{i=1}^H \Delta s_p,$$

H - число адронов в реакции ($H=1, \ell B \rightarrow \ell X; H=2, AB \rightarrow jX; H=3, AB \rightarrow CX$); n_i - число валентных кварков в i -том адроне / $n_i = 2$ для мезона, $n_i = 3$ для бариона/; Δs_p - дополнительное число пассивных кварков /глюонов/, пробегающих следующие значения:

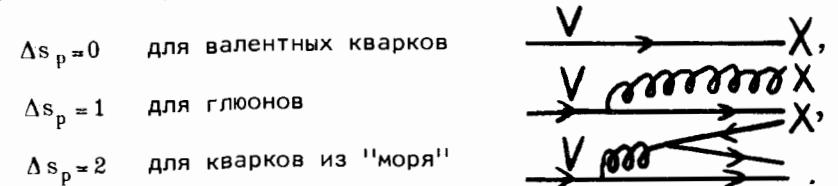
* В предположении справедливости условия "взаимности" /6/, поправки к которому становятся существенны на двухпетлевом уровне.

AB → jX

VV	s_p
VG	$s_p + 1$
VS, GG	$s_p + 2$
GS	$s_p + 3$
SS	$s_p + 4$

/16/

то есть каждый спектаторный глюон увеличивает значение s_p на единицу и кварк из "морья" на две единицы:



В качестве иллюстрации правил /14/-/16/ выпишем сечение процесса $AB \rightarrow jX$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{E d\sigma}{d^3p} \right)^{AB \rightarrow jx} = & \sigma_0 \epsilon^{A+B-1} \left\{ \epsilon^0 \frac{a_V \Phi_V^A \Phi_V^B}{\Gamma(A+B)} + \epsilon^1 \frac{(a_{VG} \Phi_V^A \Phi_G^B + A \leftrightarrow B)}{\Gamma(A+B+1)} + \right. \\ & + \epsilon^2 \frac{(a_{VS} \Phi_V^A \Phi_S^B + A \leftrightarrow B) + a_{GG} \Phi_G^A \Phi_G^B}{\Gamma(A+B+2)} + \\ & \left. + \epsilon^3 \frac{(a_{SG} \Phi_S^A \Phi_G^B + A \leftrightarrow B)}{\Gamma(A+B+3)} + \epsilon^4 \frac{a_{SS} \Phi_S^A \Phi_S^B}{\Gamma(A+B+4)} \right\} \quad /17/ \end{aligned}$$

/ср. с результатами вычислений /9/-/13//.

Таким образом, в ведущем порядке теории возмущений КХД учет числа невалентных составляющих адронов приводит к разложению инклюзивного сечения жесткого рассеяния при больших $p_T(x_T)$ в ряд по степеням $\epsilon = 1 - x_T$:

$$\left(\frac{E d\sigma}{d^3p} \right)^{AB \rightarrow jx} \sim \frac{(1-x_T)^{A+B-1}}{p_T^4} (\alpha_s(p_T^2))^2 \sum_{i=0}^{2+2D(A+B)} c_i \alpha_s^{\Delta(i)} \epsilon^i, \quad /18/$$

где $c_0 = -1, \Delta(0) = 0; \Delta(1) = 2[D(A+B+1) - D(A+B)]$ и т.д.

При этом степени "аномальных" логарифмических поправок определяются числами пассивных составляющих валентных, "морских" кварков и глюонов.

Убывание последовательных членов ряда /18/ для больших p_T становится значительнее в зависимости от увеличения числа невалентных составляющих, то есть от степени нарушения скейлинга неминимальных компонент в разложении волновой функции адрона и роста фазового объема спекторных кварков соответствующих компонент.

Авторы выражают глубокую благодарность А.Н.Тавхелидзе за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Предположим, что распределения валентных "морских" кварков и глюонов при $Q^2 = Q_0^2$ и больших x имеют вид

$$xV(x, Q_0^2) = c_v (1-x)^v,$$

$$xq_s(x, Q_0^2) = c_{q_s} (1-x)^{q_s}, \quad /П.1/$$

$$xG(x, Q_0^2) = c_G (1-x)^G.$$

Тогда решения уравнений эволюции /1/ для произвольных Q^2 примут следующий вид:

1. Валентные кварки:

$$xV(x, Q^2) = c_v(Q^2) (1-x)^{v+t},$$

$$c_v(Q^2) = c_v \exp \{t(3/4 - \gamma_E)\} \frac{\Gamma(v+1)}{\Gamma(v+1+t)}, \quad /П.2/$$

$$r = \frac{16}{33-2f}, \quad t = r \ln \frac{a_s(Q_0^2)}{a_s(Q^2)}, \quad \lambda = \gamma_E - \frac{21-2f}{20}.$$

2. "Морские" кварки:

$$xq_s(x, Q^2) = F_{q_s V} + F_{q_s G} + F_{q_s q_s},$$

$$F_{q_s V} = c_{q_s V}(Q^2) \frac{(1-x)^{v+2+t}}{\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(v+3+t) + \lambda}, \quad /П.3а/$$

$$c_{q_s V}(Q^2) = \frac{3}{40} c_v t \exp \{t(3/4 - \gamma_E)\} \frac{\Gamma(v+1)}{\Gamma(v+3+t)},$$

$$F_{q_s G} = c_{q_s G}(Q^2) \frac{(1-x)^{g+1+t}}{\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(g+2+t) + \lambda} - c_{q_s G}(Q^2) \frac{(1-x)^{g+1+9/4t}}{\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(g+2+9/4t) + \lambda}, \quad /П.3б/$$

$$c_{q_s G}(Q^2) = \frac{3}{20} c_G \exp \{t(3/4 - \gamma_E)\} \frac{\Gamma(g+1)}{\Gamma(g+2+t)},$$

$$\bar{c}_{q_s G}(Q^2) = \frac{3}{20} c_G \exp \{t(\frac{1}{r} - 9/4 \gamma_E)\} \frac{\Gamma(g+1)}{\Gamma(g+2+9/4t)},$$

$$F_{q_s q_s} = c_{q_s q_s}(Q^2) (1-x)^{q_s+t},$$

/П.3в/

$$c_{q_s q_s}(Q^2) = c_{q_s} \exp \{t(3/4 - \gamma_E)\} \frac{\Gamma(q_s+1)}{\Gamma(q_s+1+t)}.$$

3. Глюоны:

$$xG(x, Q^2) = F_{GV} + F_{Gq_s} + F_{GG},$$

$$F_{GV} = c_{GV}(Q^2) \frac{(1-x)^{v+1+t}}{\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(v+2+t) + \lambda} - \bar{c}_{GV}(Q^2) \frac{(1-x)^{v+1+9/4t}}{\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(v+2+9/4t) + \lambda}, \quad /П.4а/$$

$$c_{GV}(Q^2) = \frac{2}{5} c_v \exp \{t(3/4 - \gamma_E)\} \frac{\Gamma(v+1)}{\Gamma(v+2+t)},$$

$$\bar{c}_{GV}(Q^2) = \frac{2}{5} c_v \exp \{t(1/r - 9/4 \gamma_E)\} \frac{\Gamma(v+1)}{\Gamma(v+2+9/4t)},$$

$$F_{Gq_s} = c_{Gq_s}(Q^2) \frac{(1-x)^{q_s+1+t}}{\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(q_s+2+t) + \lambda} - \bar{c}_{Gq_s}(Q^2) \frac{(1-x)^{q_s+1+9/4t}}{\ln \frac{1}{1-x} + \Psi(q_s+2+9/4t) + \lambda}, \quad /П.4б/$$

$$c_{Gq_s}(Q^2) = \frac{4f}{5} c_{q_s} \exp \{t(3/4 - \gamma_E)\} \frac{\Gamma(q_s+1)}{\Gamma(q_s+2+t)},$$

$$\bar{c}_{Gq_s}(Q^2) = \frac{4f}{5} c_{q_s} \exp\{t(1/2 - 9/4\gamma_E)\} \frac{\Gamma(q_s+1)}{\Gamma(q_s+2+9/4t)},$$

$$F_{GG} = c_{GG}(Q^2) (1-x)^{g+9/4t}, \quad /П.4в/$$

$$c_{GG}(Q^2) = c_G \exp\{t(1/\tau - 9/4\gamma_E)\} \frac{\Gamma(g+1)}{\Gamma(g+1+9/4t)}.$$

Пренебрегая в /П.2/-/П.4/ вкладами неглавных членов при $x \rightarrow 1$, мы приходим к набору /4/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Matveev V.A., Slepchenko L.A., Tavkhelidze A.N. Phys. Lett., 1981, B100, p.75; Слеченко Л.А. ОИЯИ, Д2-81-158, Дубна, 1981.
2. Parisi G. Proc. of the XI Rencontre de Moriond, 1976, p.83; Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p.298; Dokshitzer Yu.L., Dyakonov D.I., Troyan S.I. Phys.Rep., 1980, 58, p.271.
3. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett.Nuovo Cim., 1973, 7, p.719; Brodsky S.J., Farrar G. Phys.Rev. Lett., 1973, 31, p.1153; Gunion J. Phys.Rev., 1974, D10, p.242.
4. Drell S.D., Yan T.M. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.181; West G.B. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.1206.
5. Lopez C. et al. Nucl.Phys., 1980, B171, p.231; Martin F. Phys.Rev., 1979, D19, p.1382.
6. Грибов В.Н., Липатов Л.Н. ЯФ, 1972, 15, с.781,1218.
7. Buras A.J. FLAB-CONF-80/79-THY, Batavia, 1980; Rev.Mod. Phys., 1980, 52, p.199.
8. Авалиани И.С., Матвеев В.А., Слеченко Л.А. ОИЯИ, P2-81-40 Дубна, 1981; ТМФ, 1982, с.52.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 февраля 1982 года.

Авалиани И.С., Матвеев В.А., Слеченко Л.А. P2-82-80
Кварковый счет аномальных размерностей для синглетных распределений

Рассматривается явление нарушения скейлинга инклюзивных сечений процессов с большими поперечными импульсами. В рамках ведущего приближения теории возмущений КХД и с учетом синглетных функций распределения партонов формулируются правила кваркового счета аномальных размерностей.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Avaliani I.S., Matveev V.A., Slepchenko L.A. P2-82-80
Anomalous Dimension Quark Counting for Singlet Distributions

Scaling violation phenomena of the inclusive processes at high transverse momentum are considered. The anomalous dimension quark counting rules are formulated in the framework of the QCD leading order and taking into account the singlet parton distributions.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.