87-834

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-834

И.Д.Манджавидзе

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ПРОЦЕССАХ

1987

Введение

Успехи в описании взаимодействий адронов на малых расстояниях выдвинули за последнее десятилетие квантовую хромодинамику (КХД) на передний план. Однако распространить КХД-описание на процессы множественного рождения адронов весьма трудно. Если даже рассматривается жесткий процесс, скажем, глубоконеупругое рассеяние, в результате взаимодействия может родиться цветной партон (кварк q или g глюон) малой виртуальности. Поскольку при этом соответствующая эффективная константа взаимодействия $\alpha_s \sim 1$, рождение такого партона должно сильно поляризовать вакуум. Если же относительный импульс партона велик, это может вызвать значительные последствия, и, пока нет количественной теории конфайнмента, описать это явление представляется невозможным.

Дело в том, что явление конфайнмента означает фокусировку цветного поля вылетающего партона в одномерную трубку /1,2/. Тогда, если импульс партона велик, длина трубки может быть велика, что приводит к туннельному рождению пар $(\bar{q}q)$ из вакуума, аналогично рассмотренному в работах /3,4/. Поэтому, строго говоря, число рожденных адронов $n_h \gtrsim n$ - число пар $(\bar{q}q)$, рожденных в жестком процессе, который может быть описан по теории возмущений.

Поэтому исследование процесса рождения адронов естественно начать с рассмотрения таких процессов, в которых доля неучитываемых по теории возмущений вкладов была бы невелика. Из сказанного выше можно заметить, что последствия, связанные с поляризацией вакуума КХД, особенно велики, если импульсы рожденных партонов велики. При этом мы хотим исследовать действительно многочастичные процессы, поэтому начальная энергия должна быть достаточно велика, чтобы можно было возбудить большое число степеней свободы сталкивающихся частиц (в глубоконеупругом процессе следует полагать $\frac{1}{x} \gg 1$, чтобы фазовый объем, в который рождаются частицы, был достаточно велик). Исходя из сказанного выше, нам следует прежде всего рассмотреть асимптотику по n: в силу простых кинематических соображений, в асимптотике по n импульсы рожденных частиц не могут быть велики. По этой причине в асимптотике по n мы можем опустить неопределенности, связанные с образованием трубок, т.е. рождением пар $(\bar{q}q)$ из вакуума.

Мы несколько ограничим задачу и будем рассматривать лишь парциальные структурные функции $D_n(x, Q^2)$ рождения n партонов в асимптотике по n. Чтобы определить сечения, следует учесть вероятность того, что партон с малой виртуальностью $\sim \mu^2$ можно найти в адроне (при этом, однако, $\alpha_s(\mu^2)<1$ /5/).

Результаты работы можно проиллюстрировать следующим образом. По определению

$$\sum_n \mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n)=\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2), \tag{I}$$

где $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2)$ – вероятность найти партон b с виртуальностью $Q^2<0$, в партоне a ($(a,b)=(q,\bar{q},g)$). При $-Q^2$ достаточно больших, для описания $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2)$ достаточно ограничиться лестничным приближением (ГЛП) /5,6/. Иными словами, в глубоконеупругой области $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2)$ отвечает простому марковскому процессу – "броуновскому движению" частицы по координате $\ln 1/x$, где роль времени играет $\ln\ln|Q^2|$. Ясно, что при этом подвижность, которая $\sim \ln 1/x/\ln\ln|Q^2|$, должна быть велика:

$$\ln 1/x \gg \ln\ln|Q^2|, \tag{2а}$$

но, одновременно с этим,

$$\ln 1/x \ll \ln|Q^2|. \tag{2б}$$

Эти неравенства ограничивают область применимости ГЛП /7/.

Главные вклады в $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2)$, компенсирующие малость $\alpha_s(\mu^2)$, накапливаются от широкой области интегрирования по k_i^2 – (положительным) виртуальностям рожденных партонов: существенны $-\mu^2 \ll k_i^2 \ll -Q^2$. Если учесть, что время, необходимое на захват партона в адрон $\lesssim 1/|\mu^2|$ (в собственной системе отсчета), то партон с виртуальностью $k_i^2 \gg |\mu^2|$ должен успеть распасться, прежде чем быть захваченным в адрон. Это приводит к рождению струй.

Пусть теперь число рожденных партонов n асимптотически велико. Тогда, в первую очередь, должны рождаться многопарные струи, т.е. $\langle k_i^2\rangle$ должны расти с ростом n. Но при этом уменьшается область интегрирования по k_i^2 и, в конечном итоге, это ведет к уменьшению доли вкладов, вычисленных в ГЛП, из-за уменьшения подвижности. Это означает необходимость учитывать многолестничные диаграммы (здесь важны инфракрасные сингулярности КХД /8/). Это решение – альтернатива процессу рождения очень большого числа частиц за счет рождения одной струи, и она проявляется только в асимптотике по n.

В работе мы получим разложение $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n)$ по корреляционным функциям, различая корреляции между партонами в струе и корреляции между струями. Это удобно в первую очередь потому, что в ГЛП, где ведущую роль играют марковские процессы, корреляции между струями должны быть малы. Обсуждению этих вопросов посвящена III глава. Однако

прежде чем перейти к вычислениям, во II главе, которая по содержанию является продолжением Введения, мы хотим обсудить рамки приближений, в которых следует проводить вычисления. В IУ главе будут вычислены $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n)$ и будет показано, почему в асимптотике по n доминируют именно многолестничные диаграммы. В заключительной главе обсуждаются результаты работы, которые могут быть проверены на эксперименте.

2. Предварительные замечания

Прежде чем перейти к конкретным вычислениям, следует отметить, что, отбросив эффекты, связанные с поляризацией вакуума, при конечных n, мы вносим определенную ошибку. Поэтому разумно определить ту степень строгости вычислений, которой следует придерживаться в дальнейшем.

Введем для этого производящую функцию $\widetilde{T}_{ab}(x,Q^2;z)$:

$$\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n_h)=\frac{1}{2\pi i}\oint\frac{dz}{z^{n_h+1}}\,\widetilde{T}_{ab}(x,Q^2;z). \tag{3}$$

В асимптотике по n интеграл удобно вычислять методом перевала. Уравнение для перевальных значений z имеет вид:

$$n_h\equiv z_0\frac{\partial}{\partial z_0}\ln\widetilde{T}_{ab}(x,Q^2,z_0). \tag{4}$$

Если воспользоваться аналогией со статистической физикой, то $\widetilde{T}_{ab}$ имеет смысл большой статистической суммы, уравнение (4) отвечает уравнению состояния и z_0 совпадает с фугативностью, т.е. $\ln z$ пропорционален средней энергии рожденных частиц. Отсюда можно заключить, что, независимо от модели,

$$\ln z_0\sim\frac{1}{\bar{n}_h}, \tag{5}$$

где $\bar{n}_h$ – средняя множественность адронов.

Если известно решение (4), в асимптотике по n_h,

$$\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n_h)=\varphi_n^{ab}(x,Q^2,n_h)\,e^{-n_h\ln z_0(x,Q^2;n_h)}, \tag{6}$$

где предэкспонента $\varphi_h(x,Q^2,n_h)$ – полином по степеням n_h. Тогда, учитывая (5), полагая

$$\ln z_0=\frac{1}{\bar{n}_h(x,Q^2)}\,C_{n_h}(x,Q^2;n_h), \tag{7}$$

получим:

$$\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2,n_h)=\varphi_{n_h}^{ab}\,e^{-\frac{n_h}{\bar{n}_h}C_{n_h}(x,Q^2;n_h)}. \tag{8}$$

Эта запись удобна тем, что в ней зафиксировано утверждение, что основная зависимость $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n_k)$ определяется экспонентой от отношения $n_k/\bar{n}_k(x,Q^2)$ и функция $C_k(x,Q^2;n_k)$ должна слабо зависеть от n_k. Так, например, в случае распределения Пуассона, $C_{n_k}\sim \ln n_k$; если же распределение более широкое, то $C_{n_k}/\ln n_k \to 0$ с ростом n_k. Представление (8) мы положим в основу феноменологии процессов с очень большими n.

Ниже мы намерены, вместо $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n_k)$, вычислить $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n)$, воспользовавшись тем, что в асимптотике по n, $n_k\sim n$. Тогда, рассуждая так же, для $\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n)$ можно написать представление, аналогичное (8):

$$\mathcal{D}_{ab}(x,Q^2;n)=\varphi^{ab}(x,Q^2;n)\,e^{-\frac{n}{\bar n(x,Q^2)}C(x,Q^2;n)} \qquad (9)$$

Отбрасывая возможность рождения адронов за счет поляризации вакуума, мы вносим столь большую ошибку в показатель экспоненты, что интересоваться в дальнейшем предэкспонентой не имеет смысла.

Далее, зависимость $C_{n_k}/\bar n_k$ от n должна существенно сказаться на асимптотике по n и поэтому явный вид этой функции чрезвычайно важен. В данной работе мы ограничимся ответом на вопрос: зависит ли C от n. (Зависимость C от n определяет роль многочастичных корреляций, и если C не зависит от n, то имеется КНО-скейлинг).

3. Корреляционные функции

В данной главе мы обсудим в ГЛП корреляции между струями. Для этого следует найти инклюзивные сечения рождения ν струй с 4-импульсами k_1, k_2, ..., k_ν: $\tilde\varphi_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}(k_1,\ldots,k_\nu;x,Q^2)$, затем, используя стандартные формулы, найти соответствующие корреляционные функции $N_{ab}(k_1,\ldots,k_\nu;x,Q^2)$. Удобно при этом ввести производящий функционал $\mathcal{F}(x,Q^2/\omega)$, разложение которого по степеням $(\omega-1)$ эквивалентно разложению по корреляционным функциям. Пусть

$$\tilde{\mathcal F}_{ab}(x,Q^2/\omega)=\sum_\nu\int d\Omega_\nu\prod_{i=1}^{\nu}\omega^{r_i}(k_i)\,|a_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}|^2 \qquad (10)$$

Здесь $d\Omega_\nu$ – элемент фазового объема ν струй, индексы r_1, ..., r_ν различают сорта партонов, инициирующих струи, $\omega^{r_i}(k_i)$ -произвольные функции 4-импульсов партонов. По определению,

$$\tilde{\mathcal F}_{ab}(x,Q^2/\omega)_{\omega=1}=\mathcal D_{ab}(x,Q^2). \qquad (11)$$

Как обычно, инклюзивные сечения получаются вариацией $\tilde{\mathcal F}_{ab}(x,Q^2/\omega)$ по ω^{r_i}:

$$\tilde\varphi_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}(k_1,\ldots,k_\nu;x,Q^2)=\prod_{i=1}^{\nu}\frac{\delta}{\delta\omega^{r_i}(k_i)}\tilde{\mathcal F}_{ab}(x,Q^2/\omega)\Big|_{\omega=1}. \qquad (12)$$

В свою очередь, корреляционные функции $N_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}$ определяются формулой

$$\tilde N_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}(k_1,\ldots,k_\nu;x,Q^2)=\prod_{i=1}^{\nu}\frac{\delta}{\delta\omega^{r_i}(k_i)}\ln\tilde{\mathcal F}_{ab}(x,Q^2/\omega)\Big|_{\omega=1}. \qquad (13)$$

Ниже мы воспользуемся определениями (10)-(13) для описания искомых структурных функций.

Поскольку в конечном состоянии мы фиксируем лишь число партонов n, в $\omega^{r_i}(k_i)$ достаточно оставить зависимость лишь от виртуальности k_i^2 и по остальным компонентам 4-векторов проинтегрировать. Это означает, что в (12), (13) $\tilde\varphi_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}$ и $\tilde N_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}$ – функции Q^2 и $x, k_1^2, \ldots, k_\nu^2$. В дальнейшем удобнее оперировать образами Лапласа по переменной $\ln 1/x$. Так, например,

$$\tilde{\mathcal F}_{ab}(x,Q^2/\omega)=\int_{\mathrm{Re}\,j<0}\frac{dj}{2\pi i}\left(\frac{1}{x}\right)^j\mathcal F_{ab}(j,Q^2/\omega), \qquad (14)$$

где контур интегрирования проведен правее всех особенностей $\mathcal F_{ab}(j,Q^2/\omega)$.

В рассматриваемой задаче эффективный параметр разложения $\alpha_s\ln Q^2\sim 1$. Поэтому надо переформулировать теорию возмущений, устроив разложение по точным функциям Грина. Так, при вычислении $\mathcal D_{ab}(x,Q^2)$ в ГЛП все возможные разрезания скелетной лестничной диаграммы фиксируются множителем /5/.

$$\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\left\{\Gamma_{r_i}^{a,b_i}\,G_{r_i}\,\Gamma_{r_i}^{a,b_i}\right\},$$

т.е., кроме разрезаний точного пропагатора $G_{r_i}(k_i^2)$, следует учитывать также и разрезания точных вершинных функций $\Gamma_{r_i}^{a,b_i}(q_i,q_{i+1},k_i)$ $(q_i^2, q_{i+1}^2<0)$. В ГЛП $(\mu^2\ll|q_i^2|\ll|q_{i+1}^2|\ll Q^2)$ и соответствующие продольные компоненты упорядочены следующим образом: $x\le x_{i+1}\le x_i\le 1$. Следуя приближению, обсуждавшемуся в предыдущей главе, мы не будем различать способы разрезания амплитуды $a_{r_i}^{a,b_i}=(\Gamma_{r_i}^{a,b_i})^2G_{r_i}$, и каждой перекладине в лестнице будем просто сопоставлять множитель $\omega^{r_i}\,\mathrm{Im}\,a_{r_i}^{a,b_i}$.

В асимптотике по n нас должны интересовать струи, инициированные партонами с максимально большими виртуальностями; то есть $k_i^2\simeq -q_{i+1}^2/y_i$, где y_i – продольный импульс струи. Тогда, несколько ограничив фазовый объём, в который рождаются струи, будем полагать:

$$\ln k_i^2 = \ln |q_{i+1}^2| \left(1 + O\left(\frac{\ln 1/x}{\ln q_{i+1}^2}\right)\right). \qquad (15)$$

В результате, вводя в ГЛП удобную переменную $\tau_i = \ln q_i^2/\Lambda^2$, где Λ фиксирует положение инфракрасного полюса в КХД: $\alpha_s(q^2) = 1/\beta\tau$, $\beta = \frac{11}{3}N - \frac{2}{3}n_f$, получим следующую систему уравнений для $F_{ab}(j,\tau/\omega)$:

$$\tau \frac{\partial}{\partial \tau} F_{ab}(j,\tau/\omega) = \sum_{c,r} \varphi_{ac}^{r}(j)\,\omega^r(\tau)\,F_{cb}(j,\tau/\omega), \qquad (16)$$

где

$$\varphi_{ac}^{r}(j) \equiv \varphi_{ac}(j) = \int_0^1 \frac{dx}{x} x^j P_{ac}(x) \qquad (17)$$

и $P_{ac}(x)$ – регулярные ядра уравнения Бете-Солпитера в КХД [5]. Отметим, что в согласии с (11), при $\omega = 1$ уравнения (16) совпадают с хорошо известными уравнениями для структурных функций $D_{ab}(x,\tau)$ [7,9]. Решение уравнения (16) будем искать в терминах корреляционных функций $N_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}(\tau_1,\ldots,\tau_\nu, j,\tau)$. Следуя определению $\tilde{N}_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}$, см. (13), искомые корреляционные функции определим равенством:

$$F_{ab}(j,\tau/\omega) = d_{ab}(j,\tau) \exp\left\{\sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{1}{\nu!} \int \prod_{i=1}^{\nu} \left\{\frac{d\tau_i}{\tau_i}(\omega^{r_i}(\tau_i)-1)\right\} \cdot N_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}(\tau_1,\ldots,\tau_\nu; j,\tau)\right\}. \qquad (18)$$

Подставив (18) в (16), можно получить уравнения непосредственно для $N_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}$. Для этого надо разложить полученное выражение по степеням $(\omega - 1)$, в результате чего возникнет система зацепляющихся уравнений.

Опустив громоздкие вычисления, приведем лишь результаты. Инклюзивные сечения $\varphi_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}$ записываются в виде произведения:

$$\Phi_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu} = d_{ac}(j,\tau)\,\varphi_{c_1c_2}^{r_1}(j)\,d_{c_2c_3}(j,\tau_2)\ \varphi_{c_\nu,c_{\nu+1}}^{r_\nu}(j)\,d_{c_{\nu+1},b}(j,\tau_{\nu+1}), \qquad (19)$$

что является следствием ГЛП (по повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Следует учитывать, что

$$\tau_1 \cdot \tau_2 \ldots \tau_{\nu+1} = \tau, \quad \tau_1 < \tau_2 < \ldots < \tau_{\nu+1} < \tau. \qquad (20)$$

Используя определение (13), можно найти связь $N_{ab}^{r_1,\ldots,r_\nu}$ с инклюзивными сечениями. Например,

$$\Phi_{ab}^{r_1}(\tau_1; j,\tau) = d_{ab}(j,\tau)\,N_{ab}^{r_1}(\tau; j,\tau), \qquad (21a)$$

$$\Phi_{ab}^{r_1r_2}(\tau_1,\tau_2, j,\tau) = d_{ab}(j,\tau)\left\{N_{ab}^{r_1r_2}(\tau_1,\tau_2,j,\tau) + N_{ab}^{r_1}(\tau_1,j,\tau)\,N_{ab}^{r_2}(\tau_2,j,\tau)\right\} \qquad (21б)$$

и т.д.

В формулах (18), (19) и (21) $d_{ab}(j,\tau)$ –решение уравнений (16) при $\omega = 1$. Запишем $d_{ab}(j,\tau)$ в виде [7]:

$$d_{ab}(j,\tau) = \sum_{\sigma=\pm} \sigma \frac{d_{ab}^{\sigma}(j)}{\nu_+ - \nu_-}\,\tau^{\nu_\sigma(j)}, \qquad (22)$$

где

$$d_{qq}^{\sigma} = \nu_\sigma - \varphi_{gg},\ d_{gg}^{\sigma} = \nu_\sigma - \varphi_{qq},\ d_{qg}^{\sigma} = \varphi_{gq},\ d_{gq}^{\sigma} = \varphi_{qg} \qquad (23)$$

и

$$\nu_\sigma = \frac{1}{2}\left\{\varphi_{qq} + \varphi_{gg} + \sigma\left[(\varphi_{qq} - \varphi_{gg})^2 - 4n_f\,\varphi_{qg}\varphi_{gq}\right]^{1/2}\right\}.$$

В интересующей нас области $x \ll 1$ существенны $(j-1) \ll 1$. Тогда, поскольку [5]

$$\varphi_{gg} \sim \varphi_{gq} \gg \varphi_{qg} \sim \varphi_{qq} = O(1),$$

из (21а) находим, что наибольший вклад дают глюонные струи и

$$N_{gg}^{g} = \varphi_{gg}(j) + O(1). \qquad (25)$$

Далее, из (21б) можно показать, что $N_{ab}^{r_1r_2}$ малы, если $(j-1) \ll 1$

$$N_{ab}^{r_1r_2}(\tau_1,\tau_2; j,\tau) = O\left(\max\left(\left(\frac{\tau_1}{\tau}\right)^{\varphi_{gg}}, \left(\frac{\tau_2}{\tau}\right)^{\varphi_{gg}}, \left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{\varphi_{gg}}\right)\right), \qquad (26)$$

поскольку в ГЛП $\tau_1 < \tau_2 < \tau$, см. (20). Таким образом, мы видим, что корреляции между струями в лестничном приближении существенны лишь, если соответствующие τ_i одного порядка, что существенно сужает область интегрирования в (I8). Поэтому в рамках ГЛП этими "близкими" корреляциями естественно пренебречь. В результате находим, ограничившись вкладами лишь глюонных струй, что

$$F_{gg}(j,\tau/\omega) = d_{gg}(j,\tau)\exp\left\{\varphi_{gg}(j)\int_{\tau_0}^{\tau}\frac{d\tau_1}{\tau_1}\,\omega^g(\tau_1)\right\} \tag{27}$$

Ниже мы воспользуемся этой формулой для вычисления распределений по множественности.

4. Распределения по множественности

Как говорилось выше, тот факт, что взаимодействия происходят на малых расстояниях, т.е. что $\alpha_s \ln|Q^2| \sim 1$, влечет за собой разложение по точным гриновским функциям. Поэтому, чтобы вычислить распределения по множественности, записывая вклады диаграмм, следует вместо $\mathrm{Im}\, G^{r_i}(k_i)$ учитывать $\delta_{n_i} G^{r_i}(k_i)$ - скачки через n_i -частичные разрезы. При этом удобно ввести соответствующие вероятности того, что в струе рождается n_i партонов

$$\omega^{r_i}_{n_i}(k_i^2) = \frac{\delta_{n_i} G^{r_i}(k_i^2)}{\mathrm{Im}\, G^{r_i}(k_i^2)}. \tag{28}$$

Тогда, чтобы вычислить распределения по множественности, нам следует рассматривать вклады диаграмм, в которых вместо $\mathrm{Im}\, G^{r_i}$ следует подставить $\omega^{r_i}_{n_i}(k_i^2)\,\mathrm{Im}\, G^{r_i}$.

Далее, как говорилось выше, следует также учитывать разрезания вершинных функций. То есть в действительности следует учитывать скачки через разрезы амплитуды $a^{r_i}_{a_ib_i} = (\Gamma^{a_ib_i}_{r_i})^2 G_{r_i}$. Итак, каждой перекладине лестничной скелетной диаграммы надо сопоставить

$$\frac{1}{\pi}\sigma^{r_i}_{n_i}\,\mathrm{Im}\, a^{a_ib_i}_{r_i} = \frac{1}{\pi}\left\{\frac{\delta_{n_i} a^{a_ib_i}_{r_i}}{\mathrm{Im}\, a^{a_ib_i}_{r_i}}\right\}\mathrm{Im}\, a^{a_ib_i}_{r_i}. \tag{29}$$

И, наконец, следует учесть, что $n_1+n_2+\ldots = n$, где n_i -число партонов в i - той струе. Из-за этого закона сохранения удобнее рассматривать производящие функции $\tilde T_{ab}(x,\tau;z)$, введенные в (3). Тогда получаем, чтобы вычислить $\tilde T_{ab}(x,\tau;z)$, в диаграммах надо подставить $\hat f_{r_i}\,\mathrm{Im}\, a^{a_ib_i}_{r_i}$, где

$$\hat f_{r_i} = \sum_{n_i} z^{n_i}\sigma^{r_i}_{n_i}. \tag{30}$$

Для дальнейшего важно отметить, что из-за положительности $\sigma^{r_i}_{n_i}$, $\hat f(\tau,z)$ - растущие функции z . Причем, по определению,

$$\hat f_{r_i}\big|_{z=1} = 1. \tag{31}$$

В результате, учитывая (I5), мы получаем, что

$$\tilde T_{ab}(x,\tau;z) = \tilde F_{ab}(x,\tau/\omega \equiv \hat f) \tag{32}$$

и в ГЛП, см. (27),

$$T(x,\tau;z) \propto \frac{1}{2\pi i}\int_{\mathrm{Re}\,j<0} dj\left(\frac{1}{x}\right)^j e^{\varphi_{gg}(j)\hat X_g(\tau;z)} \tag{33}$$

Здесь введена функция

$$\hat X_g(\tau,z) = \int_{\tau_0}^{\tau}\frac{d\tau_1}{\tau_1}\hat f_g(\tau,z), \tag{34}$$

которая растет с ростом z .

Отметим, что (33) можно получить прямо, предположив доминантность глюонных струй: тогда уравнение (I6) диагонализуется, и в результате получим (33). В работах /IO,II/ отмечалось, что учёт кварковых струй ведет к "близким" корреляциям, которые были отброшены при выводе (33). Учитывая явный вид φ_{gg} , при $j \to 1$ получаем, что в интеграле (33) существенны

$$j \simeq j_c = 1 + \left\{\frac{4N\hat X_g(\tau,z)}{\ln 1/x}\right\}^{1/2}. \tag{35}$$

Оценивая интеграл в окрестности этой перевальной точки, получаем:

$$\tilde T_{gg}(x,\tau;z) = \exp\left\{4\sqrt{N\hat X_g(\tau,z)\ln 1/x}\right\}, \tag{36}$$

если $\hat X \ll \ln 1/x$.

Из (35) следует, что j_c - растущая функция z, и поэтому найдутся, вообще говоря, такие z , что $j_c - 1 \sim 1$. Тогда в (33) будут существенны $j \simeq 1 + \hat X_g/\ln 1/x$, и оценка $\tilde T_{gg}$ в окрестности этой точки приводит к $\tilde T_{gg}(x,\tau;z) = O(e^{-x})$, что невозможно, поскольку, по определению, $\tilde T_{ab}(x,\tau;z)$ - растущая функция z . Отсюда прямо следует, что (36) имеет ограниченную область применимости.

Дело в том, что при больших z (то есть в асимптотике по n) следует учитывать вклады, которые были отброшены в ГЛП, т.е. следует учитывать корреляции между струями. Но тогда $T_{ab}(x,\tau;z)$ должно быть представлено в виде разложения (I8) с соответствующей заменой $\omega^{r_i}(\tau_i)$ на $\hat{t}^{r_i}(\tau_i,z)$. Действительно, при больших $\hat{t}^{r}(t,z)$ в (I8) малость корреляционных функций $N_{ab}^{r_1 \dots r_n}$ будет компенсироваться большими значениями $(\hat{t}-1)$.

Заключение

Итак, из (35) следует, что выбранное приближение справедливо до значений z, удовлетворяющих неравенство:

$$\hat{X}\sqrt{(\tau,z)} \ll \ln 1/x \ll \tau. \tag{37}$$

Средняя множественность глюонов, рожденных в глубоконеупругом процессе

$$\bar{n}_g(x,\tau) = \frac{\partial}{\partial z}\ln \tilde{T}_{gg}(x,\tau;z) = X_1(\tau)\sqrt{\frac{4N\ln 1/x}{\ln \tau}} \gg X_1(\tau), \tag{38}$$

(см. (2а)). Здесь

$$X_1(\tau) = \int_{\tau_0}^{\tau}\frac{d\tau_1}{\tau_1}\frac{\partial}{\partial z}\hat{t}(\tau_1;z)\Big/_1 = \int_{\tau_0}^{\tau}\frac{d\tau_1}{\tau_1}\bar{n}_j(\tau_1), \tag{39}$$

где

$$\bar{n}_j(\tau) \sim e^{\sqrt{\tau}}, \tag{40}$$

– средняя множественность в струе /I2/. Подставив (40) в (39),

$$X_1(\tau) \sim \frac{\bar{n}_j(\tau)}{\sqrt{\tau}}. \tag{4I}$$

Это означает, что

$$\bar{n}_g \sim \bar{n}_j(\tau)\sqrt{\frac{\ln 1/x}{\tau\ln\tau}} \ll \bar{n}_j(\tau) \tag{42}$$

в силу условия (2б).

Отсюда следует, что "t-канальная" лестница, вклад которой рассматривался, существенна в узкой области множественностей, когда

$$n \sim \bar{n}_g \ll \bar{n}_j(\tau). \tag{43}$$

В области $n \gg \bar{n}_g$ основной вклад в распределение по множественности определяется или (а) одноструйным механизмом рождения (когда t-канальная итерация струй незначительна) или (б) за счет увеличения числа перекладин в лестнице (что ведет к близким корреляциям, которые были опущены.). Определенный интерес представляет также область $\ln 1/x \gg \tau$. В этом случае существенны многолестничные диаграммы, см. /I3/. Эти вопросы мы предполагаем обсудить в следующих публикациях.

Литература

I. Mandelstam S. Phys. Rep., 67 (I980) I09.
2. Callan C., Dashen Jr.R., Gross D. Phys. Rev., DI9 (I979) I826.
3. Гурвич Е. Письма в ЖЭТФ, 32 (I980) 49I.
4. Casher A. Neuberger H., Nussinov S. Phys. Rev., 20, (I979) I79.
5. Dokshitzer Yu.L., Dyakonov D.I., Troyan S.I. Phys. Rep., 58, (I980) 2II.
6. Buras A.J., Rev. Mod. Ohys., 52 (I980) I99.
7. Докшицер Ю.Л. ЖЭТФ, 72 (I977) I2I6.
8. Lee T.D., Nauenberg M. Phys. Rev., I33 (I964) I549.
9. Altarelli G., Parisi G. Nucl. Phys., BI26 (I977) 298.
I0. Кураев Э.А., Липатов Л.Н., Фадин В.С. ЖЭТФ, 7I (I976) 840.
II. Lo C.Y. Phys. Rev., D23 (I98I9 508.
I2. Furmansky W., Petronzio R., Pokorski S. Nucl. Phys., BI55 (I979) 253.
I3. Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. Phys. Rep., I00 (I983) I.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября I987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна,1984./2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна,1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов.Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

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

Манджавидзе И.Д. Р2-87-834

О распределении по множественности в глубоконеупругих процессах

Обсуждаются вклады в парциальные структурные функции рождения n партонов в области больших значений n, где можно ожидать, что эффекты, связанные с явлением конфайнмента, не могут существенно исказить распределения по множественности. Показано, что вследствие уменьшения "подвижности" партонов, в асимптотике по n для описания $D_n(x, Q^2)$ главного логарифмического приближения недостаточно.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Mandzhavidze I.D. P2-87-834

On Distribution Over Multiplicity in Deep Inelastic Processes

Contributions are considered to the partial structure functions of production of n partons in the region of large n where it can be expected that the effects due to confinement cannot essentially distort the distribution over multiplicity. It is shown that decrease of the "mobility" of partons, the leading logarithmic approximation is not sufficient in the asymptotics with respect to n to describe $D_n(x, Q^2)$.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987