Письма в ЖЭТФ, том 33, вып.5, стр. 288 – 291 *5 марта 1981 г.*

РАЗЛИЧИЯ В ПОВЕДЕНИИ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ АННИГИЛЯЦИИ И ГЛУБОКО НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

М.Г.Рыскин, Ю.Л.Докшицер

Проанализированы причины нарушения соотношения Грибова – Липатова $D_{eN}(x, Q^2) = \overline{D}_{e^+e^-}(x, Q^2)$ в области малых x. При $x \to x_{min} \sim \sqrt{q_0^2/Q^2}$ $D_{eN} \gg \overline{D}_{e^+e^-}$.

Как хорошо известно, структурные функции глубоко неупругого рассеяния – $D_A^B(x, q^2)$ (описывающие вероятность найти в партоне A партон B с виртуальностью q^2, несущий долю импульса x частицы A) и e^+e^--аннигиляции – $\overline{D}_A^B(x, q^2)$ (описывпющие вероятность найти партон B с долей импульса x в партоне A, имеющем виртуальность q^2) совпадают в области относительно больших значений бьеркеновской переменной $x \sim 1$ [1, 2]

$$\overline{D}_A^{-B}(x, Q^2) = D_A^B(x, Q^2). \tag{1}$$

Это равенство, соответствующее соотношению Грибова – Липатова [3], было доказано в рамках главного логарифмического приближения (ГЛП) теории поля, когда каждая степень малой константы связи α_s уравновешивается большим логарифмом виртуальности $\ln q^2$.

В настоящей работе мы покажем, что соотношение (1) перестает выполняться в области малых $x \ll 1$ ($\alpha_s \ln x^{-1} \gtrsim 1$) и обсудим те кинематические причины, которые вызывают различия в поведении структурных функций e^+e^--аннигиляции и глубоко неупругих (e (ν) N) процессов. 1) Первая состоит в том, что в e (ν) N-столкновениях партоны мишени налетают на протоны виртуального фотона (Z, W-бозона). Поэтому при $x \ll 1$, когда плотность партонов xD резко нарастает, движущиеся в одном направлении партоны мишени начинают слипаться и затенять друг друга.

В аннигиляции же мы имеем дело с последовательными распадами тяжелых партонов (с положительной виртуальностью q_i^2). При каждом распаде ($q_i \to q_{i+1} + q$), вновь образовавшиеся частицы разлетаются (в системе покоя q_i) в разные стороны и практически не успевают провзаимодействовать еще раз.

Таким образом, в аннигиляции (по сравнению с e (ν) N) отсутствует целый класс диаграмм, отвечающих процессам перерассеяния партонов. Приведем формальное доказательство.

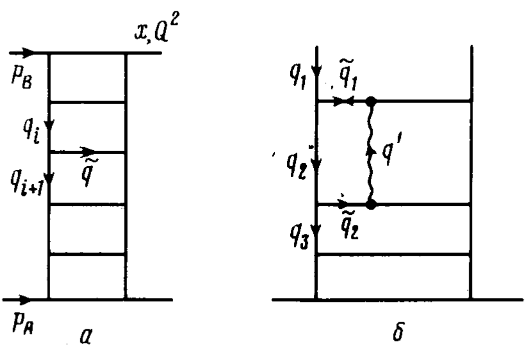

рис.1

А. Наряду с обычными лестничными графиками рис.1, *а*, структура которых одинакова в e^+e^- и в e (ν) N-столкновениях, в глубоко неупругом рассеянии большой вклад ($\sim \alpha_s \ln x^{-1}$) дает диаграмма 1, *б*, отвечающая реджезации глюона с импульсом q_2 [4][1]. В судаковских переменных [5] ($q_\mu = \alpha p_{B\mu} + \beta p_{A\mu} + q_{t\mu}$) множителю $\ln x^{-1}$ соответствует область интегрирования по α': $\tilde\alpha_1 \approx \alpha_1 \gg \alpha' \gg \alpha_2 \sim \tilde\alpha_2$. Так как переменные β_i в случае e (ν) N текут навстречу α_i ($\tilde\beta_2 \gg -\beta_2 \sim \tilde\beta_1 \gg -\beta_1$) виртуальности $\tilde q_2^2 \approx \tilde q_{2t}^2$ и $q'^2 \approx q_t'^2$ определяются только поперечными импульсами q_{2t} и q_t', а величина α' (после замыкания контура по β' на полюс $1/\tilde q_1^1$) оказывается существенной только в пропагаторе $1/\tilde q_2^2 \approx x/\alpha'\tilde\beta_2 Q^2$, что и дает логарифмический интеграл $d\alpha'/\alpha'$

В аннигиляции и α_i, и β_i текут в одну сторону[2] (от виртуального фотона). Значение $\beta_2 \approx \tilde\beta_2$ теперь велико. В результате, мы получаем

---

[1]Здесь мы воспользуемся, для определенности, фейнмановской калибровкой.

[2]Импульс $\mathbf{p}_B$ выбран в направлении, интересующего нас партона B, $p_{B0} = p_{A0} = |\mathbf{p}_B| = \sqrt{Q^2}/2$; $\mathbf{p}_A = -\mathbf{p}_B$.

еще один большой пропагатор $1/q_2^2 \approx 1/a'\beta_2 Q^2 \approx 1/\tilde{q}_2^2$, нарушающий логарифмический характер интегрирования по da'. Итак, показано, что в случае e^+e^- вклад диаграммы 1, *б* пропорционален просто константе связи $a_s\ (q_2^2\ )$, т.е. пренебрежимо мал. Эта малость является отражением распадной кинематики. Реджезации глюона q_2 отвечает фактор $(s_{12}\ /M^2\ )^{a_s}$, где $s_{12} = (\tilde{q}_1 + \tilde{q}_2)^2$, а в качестве массы M^2 следует выбрать наибольшую массу q_1^2. И если в $e\ (\nu)\ N$ отношение $s_{12}\ /\ q_1^2 \sim$ $\sim 1/x$, то в e^+e^- $s_{12}\ /\ q_1^2 \lesssim 1$ и $(s_{12}/\ q_1^2)^{a_s} \sim a_s\ \ln\ (s_{12}\ /\ q_1^2\ ) \sim a_s$.

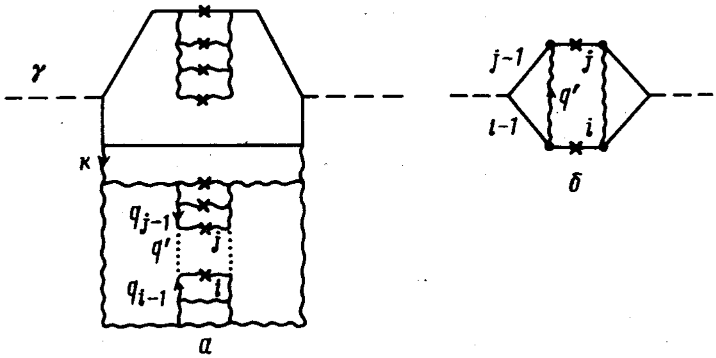

Рис.2

Б. Диаграмма 1, *б*, по существу, описывала взаимодействие двух ближайших партонов. Возникает вопрос, не окажется ли, что вероятность перерассеяния пары более удаленных партонов w, тем не менее, велика и содержит лишнюю степень плотности партонов $\tilde{D}$ $(w \propto a_s \tilde{D}\ ?\ )$.

Как мы сейчас покажем, такого не происходит. Действительно, любые два партона (i и j на рис.2) образовались в результате распада некоторого тяжелого партона k и в системе его покоя летят в разные стороны. Взаимодействие между ними может осуществлять только легкий глюон q', испущенный назад по отношению к направлению струи i. Вероятность такого испускания, как мы видели на примере рис.1, *б*, не содержит больших логарифмов ($\ln x$ или $\ln Q^2$) и пропорциональна $a_s << 1$. Вероятность поглощения глюона q' струей j (а точнее, всей группой частиц, расположенных на рис.2 выше зафиксированного нами партона i) не может превышать единицы, даже при $\tilde{D} \to \infty$. Поэтому вклад всякого перерассеяния партонов в аннигиляции $\lesssim a_s << 1$.

Более того, так как энергия q' много меньше энергии партонов i и j и никаких квантовых чисел (кроме цвета) он не переносит, обмен глюоном практически не изменяет никаких инклюзивных распределений. Формально это проявляется в том, что при замыкании контура интегрирования по β' на полюса $1/\ q_{i-1}^2$ и $1/\ q_{j-1}^2$ (и т.д.) их вклады сокращаются между собой (что особенно легко проверить на примере диаграммы рис.2, *б*).

Итак, в аннигиляции (в отличие от $e\ (\nu)N$) при малых x остаются только лестничные диаграммы рис.1, *а*. 2) Однако распадная кинематика e^+e^- создает и одно дополнительное усложнение. Если в глубоко неупругом случае, где на каждом этапе один из партонов имел отрицатель-

ную виртуальность $q_i^2 < 0$, отношение импульсов a_{i+1}/a_i могло меняться от 0 до единицы, то в аннигиляции, где все массы положительны, возникает чисто кинематическое ограничение $a_{i+1}/a_i \geqslant q_{i+1}^2/q_i^2$. Поэтому вероятности распадов, т.е. ядра соответствующего уравнения Бете – Солпитера [2, 6], с помощью которого суммируются лестничные диаграммы рис.1, *а*, необходимо домножить на $\theta\left(\frac{a_{i+1}}{a_i} - q_{i+1}^2/q_i^2\right)$.
Решая полученное уравнение (методом, описанным в работе[1]), мы получим в области малых x

$$\widetilde{D}(x, Q^2, q_0^2) \propto \exp\left[4\sqrt{\frac{N}{\beta_2}}\left(\sqrt{\ln Q^2} - \sqrt{\ln q_0^2}\right) - \sqrt{\frac{9N}{2\beta_2}}\,(y - \ln x^{-1})^2/y^{3/2}\right], \quad (2)$$

где $N = 3$ – число цветов, $\beta_2 = 11N/3 - 2n_F/3$ – старший коэффициент функции Гелл-манна – Лоу ; q_0^2 – виртуальность регистрируемого партона, $y = \frac{1}{2}(\ln Q^2 - \ln q_0^2)$ – ширина плато.

Подчеркнем, что функция $\widetilde{D}$ существенно отличается от структурной функции глубоко неупругого рассеяния. Как было показано в работе [8], в той же области $\ln x \sim \frac{1}{2}\ln Q^2$

$$D(x, Q^2) \propto \exp\left[4\sqrt{\frac{N}{\beta_2}}\ln x^{-1}\ln\frac{\ln Q^2}{\sqrt{\ln 1/x}}\right] \gg \widetilde{D}(x, Q^2).$$

Мы благодарны Я.И.Азимову, Е.М.Левину, Л.Н.Липатову и В.А.Хозе за обсуждения.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 января 1981 г.

Литература

[1] Л.Н.Липатов. ЯФ, 20, 181, 1974.
[2] Ю.Л.Докшицер. ЖЭТФ, 71, 1216, 1977.
[3] В.Н.Грибов, Л.Н.Липатов. ЯФ, 15, 781, 1218, 1972.
[4] Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, В.С.Фадин. ЖЭТФ, 72, 377, 1977.
[5] В.В.Судаков. ЖЭТФ, 30, 187, 1956.
[6] G.Altarelli, G.Parisi. Nucl. Phys., B126, 298, 1977.
[7] Л.В.Грибов, Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. Препринт ЛИЯФ №605, август 1980.

[1] Я.И.Азимов, Ю.Л.Докшицер, Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, В.А.Хозе. Направлено в ЖЭТФ.