

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА МЯГКИХ КХД ПАРТОНОВ В СТРУЯХ И АДРОННОЕ ПЛАТО В e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ

Я.И.Азимов, Ю.Л.Докшицер, В.А.Хозе

Обсуждается влияние эффектов когерентности в тормозном излучении мягких партонных струй на наблюдаемые спектры адронов в струях. Обнаружение специфического характера спектров с провалом при малых быстротах является критической проверкой гипотезы мягкого обесцвечивания при адронизации партонных струй.

Анализ пространственно-временной эволюции тормозных процессов в теории возмущений (в дальнейшем ограничимся e^+e^- -аннигиляцией)¹ показывает, что вероятно раннее обесцвечивание разлетающихся струй q и \bar{q} за конечное время $t_c \sim R$, тогда как адронизация партонной струи завершается на параметрически больших временах $t_{\text{адр}} \sim WR^2$. При этом цвет каждой струи (как двух исходных, так и дополнительно образующихся за счет жесткого излучения глюонов и $q\bar{q}$ -пар) локализован в лоренцовски сжатом диске поперечного размера $R \sim 1/\Phi$, совпадающего с типичным адронным размером. Радиус обесцвечивания струи определяется непертурбативными эффектами и параметрически есть $R \approx \langle \bar{\psi}\psi \rangle^{-1/3} = (250 \text{ МэВ})^{-1}$ (обесцвечивание обусловлено рождением пар легких кварков, которое вызывается интенсивным тормозным излучением глюонов с $k_{\perp} \sim R^{-1}$, $\alpha_s(R^{-2}) \sim 1$).

Бесцветность каждой струи как целого на $\rho_{\perp} \gtrsim R$ обрезает излучение партонных струй с $k_{\perp} < R^{-1}$, устраняя инфракрасную катастрофу в бегущей константе $\alpha_s(k_{\perp}^2) \approx 4\pi/b \ln k_{\perp}^2/\Lambda^2$.

В результате, влияние непертурбативных эффектов конфайнмента оказывается минимальным и сводится к локальному в фазовом пространстве объединению в белые адроны уже приготовленных тормозными процессами партонных струй. Прямым следствием раннего локального обесцвечивания является подобие наблюдаемых адронных и вычисляемых по теории возмущений (ТВ) партонных спектров

$$E_h \frac{dn^h}{dp_h} \approx E_g \frac{dn^g}{dp_g} (x, W; Q_0^2) K_g^h(Q_0^2), \quad (1)$$

где $x = 2E_h/W \approx 2E_g/W$; Q_0^2 – минимальная виртуальность ТВ глюона, выбор величины которой ставит границу между ТВ и адронизацией.

Соотношение (1) подтверждает гипотезу мягкого обесцвечивания², которая является отправной точкой при анализе адронных распределений в жестких процессах. Согласно (1) зависимость от x регистрируемого адрона и полной энергии процесса W контролируется ТВ, в то время как физика конфайнмента определяет конкретные значения коэффициентов K_g^h конверсии глюонов в прямые адроны разных сортов h .

Соотношение подобия относится к сравнительно мягким частицам (вне области фрагментации) $(WR)^{-1} \lesssim x \ll 1$, которые определяют основную множественность струи (при $x \ll 1$ спектры тормозных q, \bar{q} пропорциональны dn^g , поэтому в правой части (1) можно

ограничиться распределением глюонов-партонов). Самые медленные адроны в событии образуются уже на временах $t \sim R$; с ростом t формируются адроны с энергиями $E_h(t) \sim \sim tR^{-2}$.

В ряде работ представления о *независимом* испускании частиц различными элементами жесткого партонного каскада (см.²) необоснованно распространялись на область малых x , что привело к параметрическому завышению множественности n^g ³ и высоты плато $dn^g/d \ln^{-1} x$ (см., например,⁴). Дело в том, что на характер спектров партонов при $x \ll \ll 1$ радикальное влияние оказывают эффекты когерентности, подобные известному эффекту Чудакова в КЭД. В частности, тормозное излучение самых мягких глюонов с $E_g \sim \sim k_{\perp g} \sim Q_0 \sim R^{-1}$, ответственных за центр адронного плато, формируется за время $t \sim R$, в течение которого жесткие партоны в струе, каскадирующей, начиная с $t_{ан} \sim 1/W$, разлетаются в поперечном направлении от оси струи лишь на $\Delta \rho_{\perp} \sim t < \theta \gg \ll R$. Глюон с $\lambda_{\perp} = (k_{\perp g})^{-1}$ излучается такой струей когерентно как единым цветовым зарядом, вследствие чего число таких g и, тем самым, медленных адронов не чувствительно к каскадированию и не должно расти с W в резком отличии от ожиданий, основанных на прежней картине классического каскада (см., например, обзор⁵). В результате, наиболее эффективно размножаются партоны с промежуточными энергиями $E_g \sim \sqrt{WQ_0}$.

Как впервые показали Ермолаев и Фадин из анализа фейнмановских диаграмм КХД во всех порядках ТВ⁶, в мягком излучении возникает деструктивная интерференция, в результате чего вероятностная картина независимого испускания партонов справедлива лишь в *ограниченной* кинематической области последовательно сужающихся тормозных конусов: $\theta_{i+1} \ll \ll \theta_i$. С учетом угловой упорядоченности каскадирование глюона описывается эволюционным уравнением

$$\epsilon \frac{dn_g^g}{d\epsilon}(\epsilon, E; \theta_0) = \delta\left(\frac{\epsilon}{E} - 1\right) + \int_{\epsilon/E}^1 d\left(\frac{\epsilon}{\omega}\right) \Phi_G^G\left(\frac{\epsilon}{\omega}\right) \int_{\theta_0^2}^1 \frac{d\theta^2}{\theta^2} \frac{a_s(\epsilon^2\theta^2)}{4\pi} \left[\omega \frac{dn_g^g}{d\omega}(\omega, E; \theta) \right], \quad (2)$$

где $\Phi_G^G(z)$ — известное выражение² для спектра $g \rightarrow gg$, а $\theta_0 = \theta_{min} \approx Q_0/\epsilon$. Отсюда в грубом дважды логарифмическом приближении ($\Phi_G^G(z) \approx 4N/z$, $a_s = \text{const}$) получим спектр по быстрой $y \approx \ln \epsilon/Q_0$ ($0 \leq y \leq y_{\text{макс}} = E/Q_0$) и множественность n_g^g (в струе кварка $n_g^g \approx 4/9 n_g^g$):

$$\frac{dn_g^g}{dy} \approx \frac{2Na_s}{\pi} y \frac{I_1(v)}{v}, \quad \text{где } v \equiv \sqrt{\frac{2Na_s}{\pi} y (y_{\text{макс}} - y)}, \quad (3)$$

$$n_g^g = \text{ch}\left(y_{\text{макс}} \sqrt{\frac{2Na_s}{\pi}}\right). \quad (4)$$

Из простой формулы (3), как и из более рафинированного анализа (с учетом кварковых петель, бегущей a_s , однологарифмических поправок), следует необычный "горбатый" вид партонного спектра¹⁾ с максимумом при $y \sim y_{\text{макс}}/2$.

Множественность партонов с учетом бегущей a_s (k_{\perp}^2) растет с энергией струи согласно

$$\ln n^g \sim \sqrt{\frac{8N}{b} \ln \frac{E^2}{\Lambda^2}}, \quad (5)$$

что фактором $1/\sqrt{2}$ отличается от известного выражения³. На это отличие впервые обратил внимание Мюллер, который независимо воспроизвел угловые условия⁶ в трехпетлевом приближении⁷.

1) Аккуратный учет распадной кинематики сам по себе (без влияния когерентности) также приводит к максимуму в dn/dy , расположенному, правда, параметрически левее при $y \sim y_{\text{макс}}^{3/4}$. Этот результат был получен Е.М.Левиным, М.Г.Рыскиным и авторами.

В рамках описанной картины адронизации следует ожидать, что в центре адронного плато, как и в спектре партонов, должен наблюдаться провал (при нынешних энергиях максимум в dn^g/dy расположен при $y = (0,3 - 0,35) y_{\text{макс}} = 1,5 - 2$).

Отсутствие надежных указаний на проявление провала в современных экспериментах может объясняться следующими причинами: 1) конечная размазка $\Delta y \sim 1$ в (1), связанная с физикой адронизации; 2) заполнение провала в наблюдаемом спектре *легких частиц* (π) из-за распада резонансов ($\rho, \omega, \Delta, \dots$); 3) влияние событий с рождением тяжелых кварков $e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}$, где плато более плоское; 4) кинематические эффекты, связанные с отбором событий и формой представления результатов измерений (подробнее см. ¹).

Подчеркнем, что выходы барионов (p, Λ) и иных массивных адронов, где распад резонансов и другие причины замывания провала менее существенны, уже сегодня должны бы проявлять горбатую структуру плато.

Важно отметить, что если с ростом W и улучшением экспериментальной методики провал в центре плато не проявится, то надежды на ТВ описание физики жестких процессов, породившие представление о мягком обесцвечивании, окажутся несостоятельными.

Авторы благодарны В.С.Фадину за обсуждение и Е.М.Левину и М.Г.Рыскину за сотрудничество.

Литература

1. Азимов Я.И., Докшицер Ю.Л., Хозе В.А. Физика высоких энергий. (Материалы ХУП Зимней школы ЛИЯФ), 1982, 1, 200.
2. Dokshitzer Yu.L., Dyakonov D.I., Troyan S.I. Phys. Rep., 1980, 58С, 270.
3. Furmanski W., Petronzio R., Pokorski S. Nucl. Phys., 1979, В155, 253.
4. Amati D. et al. Nucl. Phys., 1980, В173, 429.
5. Азимов Я.И., Докшицер Ю.Л., Хозе В.А. УФН, 1980, 132, 443.
6. Ермолаев Б.И., Фадин В.С. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 285.
7. Mueller A.H. Phys. Lett., 1981, 104В, 161.