

## ВЛИЯНИЕ КОНФАЙНМЕНТА НА СВОЙСТВА ГЛЮОННЫХ СТРУЙ В МОДЕЛИ КЛАССИЧЕСКИХ ТОКОВ

М.Т. Назиров

*Обсуждаются свойства излучения глюонов кварками в модели, где экранирование цветного тока кварков описывается действующим на конечной длине классическим током.*

В работах /1/ было предсказано появление в неупругих адронных процессах адронных струй, летящих под определенными, большими в системе центра масс (с.ц.м.) углами. В предложенной для объяснения этого явления модели считается, что кварки (глюоны) налетающего с большой энергией адрона при попадании внутрь мишени перестают друг друга экранировать по цвету и начинают испускать глюоны, которые затем превращаются в струи адронов. На опыте энергии адронных струй оказываются значительно меньшими энергии налетающего адрона. Это позволяет считать, что энергии испущенных глюонов ( $\omega_g$ ) много меньше энергии кварка — "родителя" ( $E_q$ ), и полагать движение кварка заданным, описывая его классическим током. Роль конфейнмента сводится при таком подходе к ограничению пути  $l$ , с которого кварки могут излучать. Подчеркнем, что несмотря на условия классичности (мягкости) излучения ( $\omega_g \ll E_q$ ), сам процесс испускания глюонов при больших энергиях является жестким — поперечные импульсы излучения большие.

Обобщим приведенные в работах /1/ выражения для излучения кварка на конечном пути  $l$  с одномерного на трехмерный случай. Полагая, что мишень (в лабораторной системе) представляет собой сферу радиуса  $R_H$  и налетающие кварки могут излучать только в этой сфере, выпишем усредненное по прицельным параметрам инклюзивное сечение излучения:

$$\frac{\omega_g}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\vec{k}} = \frac{a_c c_F l^2 \sin^2 \theta}{8\pi^2} \left[ \frac{\sin^2 z}{z^2} + \frac{1}{z^2} \left( \cos z - \frac{\sin z}{z} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где  $c_F = 4/3$ ;  $a_c$  — хромодинамическая константа связи;  $\theta$  — угол, под которым наблюдается излучение;  $z = 2R_H \omega_g \sin^2(\theta/2) = \omega_g l \sin^2(\theta/2)$ . Так же как и в одномерном случае /1/, излучение максимально при  $z \approx \pi/2$ , т. е. под углом

$$\theta \approx \sqrt{2\pi/\omega_g l}. \quad (2)$$

В интересной области параметров  $z < \pi^*$  вклад второго члена в квадратных скобках мал и, пренебрегая им, получим результат /1/ (но численный коэффициент перед  $\sin^2 z/z^2$  вдвое меньше).

Выражение (1) записано в лабораторной системе. Из-за того, что обрезание тока, моделирующее конфейнмент, не обладает релятивистской инвариантностью, физический смысл вводимых параметров обрезания проявляется только в фиксированной системе отсчета.

Поперечные импульсы излучения  $k_t$  велики и растут как  $\sqrt{\omega_g}$ . Например, при  $l \approx 2R_H \approx 2/m_\pi$  ( $m_\pi$  — масса  $\pi$ -мезона) и  $\omega_g \approx 3$  ГэВ имеем  $k_t \approx \sqrt{4\pi\omega_g m_\pi} \approx 2$  ГэВ. При этом для налетающего протона с энергией в лабораторной системе  $E_L = 200$  ГэВ средние энергии излучающего кварка  $E_q \approx (67 \div 33)$  ГэВ, что значительно больше  $\omega_g \approx 3$  ГэВ. Поэтому условие классичности процесса выполнено с хорошей точностью.

\* Вклад области  $z > \pi$  пренебрежимо мал.

Таблица 1

Средние энергии ( $\omega_g$ ), поперечные импульсы ( $k_t$ ), угловые апертуры ( $\theta$ ) и множественности ( $N$ ) глюонных струй для различных энергий, ( $E_L$ ), налетающего адрона с валонной функцией распределения кварков,  $\sqrt{s}$  – энергия адрона в с.и.м.

$\sqrt{s}$ , ГэВ	540	800	$10^4$
$E_L$ , ГэВ	145800	$32 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^7$
$\omega_g$ , ГэВ	12993	28992	4472856
$k_t$ , ГэВ	24,10	26,38	24,91
$\theta_L^0$ , град	0,1	0,05	$32 \cdot 10^{-4}$
$\theta_{с.м.с.}^0$ , град	53	40	3
$N$	6	6	6

Таблица 2

Характеристики струй для партонной функции распределения кварков

$E_L$ , ГэВ	145800	$32 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^7$
$\omega_g$ , ГэВ	10792	23631	3779127
$k_t$ , ГэВ	39,79	47,69	461,71
$\theta_L^0$ , град	0,2	0,1	0,007
$\theta_{с.м.с.}^0$ , град	90	78	63
$N$	12	13	16

Для вычислений характеристик адронных струй необходимо учитывать функции распределения (ФР) кварков в налетающем адроне и функцию фрагментации глюонов в адроны. Последнюю для струйных расчетов обычно выбирают в виде  $D_g^{jet}(z) \propto \delta(1-z)$ , что не меняет выражения (1). Учет ФР кварков,  $f_{q/h}(x)$  налетающего адрона для дважды инклюзивного сечения (1) сводится к нормировочному множителю типа  $\sum_q \int_0^1 dx f_{q/h}(x)$ . Для таких характеристик струй, как множественности, средние энергии и поперечные импульсы глюонов этот учет уже существен. Численные оценки характеристик струй проведены для двух типичных и часто встречающихся в литературе [2] ФР кварков – валонной  $f(x) \sim \sqrt{x}(1-x)^2$  и партонной  $f(x) \sim (1-x)^3/x$ . Результаты вычислений приведены в табл. 1 и 2. Для выбранных энергий налетающего адрона условие классического описания излучения выполнено:  $\omega_g/E_L \approx 0,1$ . При этом

поперечные импульсы струй велики — процесс жесткий. Угловые растворы конусов  $\theta \sim k_t/\omega_g$  рожденных струй падают с ростом первичной энергии довольно быстро для валонной (табл. 1) и более медленно для партонной (табл. 2) ФР кварков. Простые аналитические расчеты показывают, что углы раствора конуса струй падают с ростом первичной энергии как  $\ln^{-1}(E)$ . По такому же закону  $\sim \ln^{-1}(E/\Lambda)$  сужаются угловые конусы КХД-струй (с заменой  $l \rightarrow 1/\Lambda$ , где  $\Lambda$  — параметр обрезания). Интересным оказалось поведение угловой апертуры струй от энергии налетающего адрона в зависимости от вида экранирования цветного тока. Например, для тока с экспоненциальным затуханием эта апертура не зависит от энергии; в случае гауссового затухания апертура струй падает с ростом первичной энергии как  $(E)^{-1}$ . Экспериментальное наблюдение этого факта могло бы подсказать как действует конфайнмент — мгновенно ("ступенчатый" ток) или на некоторой длине.

В работах [1] подчеркивалось, что введение конечной длины излучения приводит к инфракрасно устойчивым спектрам, что следует из подавления излучения в области  $\omega_g \theta^2 < 2\pi/l$ . Это приведет к появлению максимума в спектре излучения по быстротам уже на классическом уровне. В работе [3] такой эффект для КХД струй возникал из-за угловой упорядоченности и интерференции мягких глюонов.

Выше рассмотрение было проведено для одного излучающего кварка. В случае излучения одновременно двух или трех кварков налетающего адрона, из-за интерференции, излучение различных кварков будет подавлено на частотах порядка обратных расстояний между ними. Так как эти частоты порядка адронных масс, то это не скажется на части спектра с большими ( $> 1$  ГэВ) частотами.

Интерес представляют также поиски адронных струй в адрон-ядерных соударениях. При наивном подходе интенсивность излучения должна увеличиться в  $A^{2/3}$  раз из-за того, что  $l \sim A^{1/3}$  ( $A$  — атомный номер ядра). При неплотной "упаковке" нуклонов должна возникнуть также азимутальная асимметрия в рождении струй. Существование конфигураций типа "кварковых мешков" может, в принципе, привести к отклонению от закона  $A^{2/3}$ , определение при этом из опыта величины  $l$  дало бы возможность оценить размеры таких конфигураций.

В заключение отметим, что основные выражения для излучения на конечной длине, полученные в [1], оказались устойчивыми при учете таких факторов как переход к трехмерному описанию, учет излучения сразу нескольких кварков налетающего адрона, замена "ступенчатого" тока плавно затухающим и т. д. Учет распределения кварков по импульсам внутри налетающего адрона привел к вполне разумным величинам для различных характеристик глюонных (а следовательно и адронных) струй с фиксированным углом вылета.

Автор благодарен И.М. Дремину за внимание к работе и полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин И. М. Письма в ЖЭТФ, 30, 159 (1979); 34, 617 (1981); ЯФ, 37, 649 (1983).
2. Андреев И. В. Квантовая хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях. М., Наука, 1982.
3. Азимов Я. И. и др. Физика высоких энергий. Материалы XVII зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1982, т. 1, с. 162.

Поступила в редакцию 10 февраля 1986 г.