

ОБ АЗИМУТАЛЬНОЙ АСИММЕТРИИ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ГЛЮОННЫХ СТРУЙ

М.И.Высоцкий, А.В.Смилга

Показано, что азимутальная асимметрия адронных струй, образующихся при распадах быстрых линейно-поляризованных глюонов равна нулю. Однако при отборе событий с малой множественностью азимутальная корреляция появляется; проведено ее вычисление для распадов зарядово-четных (1S_0 и 3P_0) состояний системы $Q\bar{Q}$, где Q – тяжелый кварк, на две струи с малой множественностью.

Яркой чертой квантовой хромодинамики является существование янг-миллсовского клея, скрепляющего кварки в адронах. Квантование этого клея приводит к появлению новых частиц – глюонов. Критическим тестом для КХД может служить эксперимент по поиску глюонных струй – узких пучков адронов, образующихся при фрагментации быстрых глюонов, которые должны рождаться в жестких квантовохромодинамических процессах парные с кварками. Появление глюонных струй ожидается в e^+e^- -аннигиляции [1], в распадах связанных состояний тяжелых (например, $t - \bar{t}$) кварков [2] и т. д.

Поэтому обсуждение предполагаемых свойств глюонных струй представляется весьма актуальным. В этой статье мы обсудим корреляцию между поляризацией исходного глюона и азимутальным распределением адронов в струе. Эта задача недавно рассматривалась Бродским, де Грандом и Швиттерсом [3], однако на наш взгляд результаты этой работы ошибочны.

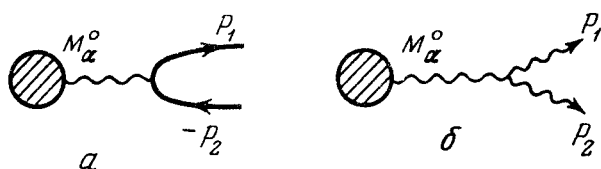


Рис. 1. Матричные элементы распада поляризованного глюона

Рассмотрим развал быстрого глюона. Он может происходить двумя способами – на кварк-антикварковую пару (рис. 1, а) (только такой способ развала был рассмотрен в [3]) и на два глюона (рис. 1, б) (мы будем предполагать, что исходный глюон близок к массовой поверхности, так что в результате одного или нескольких таких развалов и последующей трансформации кварков и глюонов в адроны он переходит в систему частиц, летящих внутри конуса с фиксированным малым углом δ -струю Штермана – Вайнберга [4]).

Квадраты матричных элементов рис.1, *a* и *б* имеют вид

$$M|_{\text{рис.1, a}}^2 = - \frac{g^2 N_f}{2(p_1 p_2)^2} [2p_\alpha^1 p_\beta^1 + g_{\alpha\beta}(p_1 p_2)] M_\alpha^0 M_\beta^{0*}, \quad (1a)$$

$$M|_{\text{рис.1, б}}^2 = \frac{2g^2 c_V}{(p_1 p_2)^2} \left[p_\alpha^1 p_\beta^1 - g_{\alpha\beta}(p_1 p_2) \left(\frac{p_\alpha^1}{p_\alpha^0} + \frac{p_\beta^1}{p_\beta^0} \right) \right] M_\alpha^0 M_\beta^{0*}, \quad (1б)$$

где N_f — число сортов кварков, а c_V совпадает с числом цветов. При выводе (1б) матрица плотности вылетающих глюонов выбиралась в трех-мерно-поперечном виде: $\rho_{ij}(p) = \delta_{ij} - p_i p_j / p^2$.

За азимутальную асимметрию отвечают члены, пропорциональные $\frac{1}{\alpha} p_\beta^1$ в (1). Видно, что если учесть только легкие кварки ($N_f = 3$), то в сумме (1a) и (1б) эти члены сокращаются (с учетом 1/2! от фазового объема глюонов). Разные знаки перед N_f и c_V здесь напоминают разные знаки перед N_f и c_V в функции Гелл-Манна — Лоу КХД

$$\beta(a_s) = - \frac{a_s}{4\pi} \left(\frac{11c_V}{3} - \frac{2N_f}{3} \right).$$

Возможно, это не есть простое совпадение, так как именно такая структура входит в коэффициент $\sim \ln \delta$ в обобщенной формуле Штермана — Вайнберга для сечения рождения глюонных струй, которая получается из (1) после интегрирования по фазовому объему [5].

Мы видим, таким образом, что при учете только легких кварков азимутальная асимметрия пропадает совсем; если мы не учтем также возможность распада глюона на пару очарованных или "прелестных" кварков, азимутальная асимметрия появляется, но ее величина оказывается очень малой.

Проиллюстрируем последнее утверждение. Для этого вычислим интеграл $\int |M|^2 p_\perp dV_{\text{фаз}}$, где p_\perp — модуль проекции импульса продукта распада на плоскость, перпендикулярную направлению импульса распадающегося глюона, и интегрирование ведется по полярному углу θ в области $0 \leq \theta \leq \delta \ll 1$ при фиксированном азимутальном угле ϕ :

$$W(\phi) = \int [|M|_{q\bar{q}}^2 + |M|_{\gamma_s}^2] p_\perp dV_{\text{фаз}} \sim \int_0^1 dx \times \\ \times \left\{ N_f \left(\frac{1}{2} - 2x(1-x)\cos^2\phi \right) + \right. \\ \left. + c_V \left[2x(1-x)\cos^2\phi + \frac{x}{1-x} + \frac{1-x}{x} \right] \right\} x(1-x). \quad (2)$$

Здесь x — доля энергии одной из частиц, на которые разваливается линейно поляризованный глюон.

Величина (2) соответствует следующей экспериментальной процедуре: выберем в плоскости, перпендикулярной оси глюонной струи направление, вдоль которого сумма модулей проекций поперечного импульса частиц $T_{\perp} = \sum_i |p_{i\perp} n_{\phi}|$ ¹⁾ максимальна, определим угол ϕ между этим направлением и вектором поляризации глюона (рис. 2) и построим зависимость между числом событий и углом ϕ , причем каждое событие возьмем с весом T_{\perp} . Домножение на p_{\perp} делает интеграл по x в (2) сходящимся, и мы получаем

$$W(\phi) = 1 - 4 \frac{N_f - c\gamma}{5(N_f + 8c\gamma)} \quad (3)$$

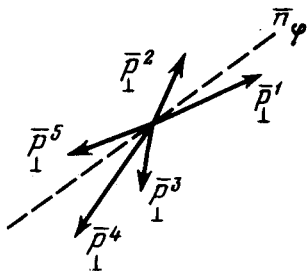


Рис. 2. Проекция глюонной струи на перпендикулярную плоскость

Даже для $N_f = 5$ $W(\phi) \approx 1 - 0,05 \cos^2 \phi$, что слишком мало для экспериментального обнаружения. Такая маленькая асимметрия в значительной степени связана с большим азимутально-симметричным "дваждылогарифмическим" вкладом от $|M|^2_{2\gamma_s}$. Существует, однако, возможность усилить вклад от диаграммы рис. 1, а по сравнению с диаграммой рис. 1, б, специально отбирая события с малой множественностью²⁾, так как множественность в глюонной струе должна быть примерно в два раза больше, чем в кварковой [8]. Рассмотрим азимутальную корреляцию плоскостей разлета струй с малой множественностью для распадов зарядово-четных связанных состояний тяжелых кварков по каналу $(Q\bar{Q}) \rightarrow 2\gamma_s \rightarrow 2(q\bar{q})$. Простое вычисление дает

$$B_{S_0}(\phi) = 1 + \frac{2}{3} \sin^2 \phi, \quad (4a)$$

$$B_{3P_0}(\phi) = 1 + \frac{2}{3} \cos^2 \phi \quad (4b)$$

соответственно для 1S_0 и 3P_0 -состояний. Формулу (4a) можно получить предельным переходом к малым углам разлета из выражения, описывающего распад $\pi^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ [9]. Выражение для $B_{S_0}(\phi)$ приве-

¹⁾ Эта величина является аналогом "траста", введившегося в двухструйной e^+e^- -аннигиляции [6]. "Поперечный траст" T_{\perp} линеен по импульсам и является инфракрасно-стабильной величиной [7].

²⁾ Это замечание принадлежит Л.Б.Окуню.

денное в [3] неправильно; ошибка связана с квадрированием не всей амплитуды, а перемножением квадратов его частей. Эта ошибка до-вольно характерна и говорит о том, что понятие "сплюснутой глюонной струи" неудачно. Гораздо лучше представлять себе две кварковые или две глюонные струи с малым углом разлета, так что вместо двух отдельных конусов наблюдается общая веерообразная структура.

Мы благодарны Л.Б.Окуню за интерес к работе и полезное обсуждение.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
6 января 1979 г.

Литература

- [1] J. Ellis et al. Nucl. Phys., B111, 253, 1976.
 - [2] K. Köller, T.F. Walsh. Phys. Rev. Lett., 72B, 297, 1977.
 - [3] S.Y. Brodsky, T.A. de Grand, F. Shwitters. Preprint SLAC-PUB-2160, 1978.
 - [4] G. Sterman, S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 39, 1436, 1977.
 - [5] A.V. Smilga, M.L. Vysotsky. Preprint ITEP-93, 1978.
 - [6] E. Farhi. Phys. Rev. Lett., 39, 1587, 1977.
 - [7] G. Tiktopoulos. Preprint TH-2560, 1976.
 - [8] S.Y. Brodsky, J.F. Gunion. Phys. Rev. Lett., 37, 402, 1976.
 - [9] T. Misazaki, E. Takasuqi. Phys. Rev., D6, 2051, 1973.
-