

СПИН ГЛЮОНОВ И ФОТОРОЖДЕНИЕ АДРОННЫХ СТРУЙ

Ю. А. Башмаков, А. И. Лебедев

УДК 539.12

Рассмотрены процессы $\gamma + q \rightarrow q + g$ и $\gamma + g \rightarrow q + \bar{q}$ с участием скалярных глюонов и показано, что угловое распределение адронных струй и прямых фотонов, образованных в фотон-нуклонных и адрон-нуклонных столкновениях соответственно, зависит от спина глюонов.

При изучении процессов взаимодействия частиц при высоких энергиях были обнаружены струи адронов, обусловленные фрагментацией быстро движущихся в конечном состоянии кварков (q) и глюонов (g) /1/. Угловое распределение этих струй зависит от квантовых чисел кварков и глюонов. Так, изучение процесса $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow 2$ струи адронов показало, что спин кварков составляет $1/2$ /2/. Выполненный недавно /3/ анализ угловых распределений трехструйных событий в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \Upsilon(9,46) \rightarrow 3g$ — адроны согласуется с единичным спином глюонов. Поскольку установление векторного характера глюонов существенно для квантовой хромодинамики, представляет интерес рассмотреть другие жесткие процессы, в которых может быть измерен спин глюонов. К ним в частности относятся процессы фоторождения мезонов с большими поперечными импульсами, для описания которых применима партонная модель /4/. Струи адронов в этих процессах возникают в результате фоторождения глюонов на кварках

$$\gamma + q \rightarrow q + g \quad (I)$$

и пар кварк-антикварк на глюонном поле нуклона

$$\gamma + g \rightarrow q + \bar{q}. \quad (2)$$

Угловое распределение партонов, дающих струи адронов при фоторождении, было вычислено для векторных глюонов в работе /5/. Ниже вычислено дифференциальное сечение фоторождения для процессов с участием скалярных глюонов.

В системе центра масс фотон-нуклон жесткий процесс фоторождения приводит к образованию трех струй адронов: одной - от фрагментации остатка нуклона, движущейся против направления импульса фотона, и двух - от фрагментации разлетающихся партонов в процессах (1) и (2). Если 4-импульс партона, с которым взаимодействует фотон, составляет kx , где p обозначает 4-импульс нуклона в системе центра масс фотон-нуклон, то условие формирования этих двух струй приводит к ограничению

$$x > x_{\min} = M_{\text{eff}}^2/s, \quad (3)$$

где $s = 2kM$, k - энергия фотона в лабораторной системе, M - масса нуклона, $M_{\text{eff}} \approx 7$ ГэВ /2/.

В системе центра масс фотона и партона, которая движется относительно системы центра масс фотон-нуклон со скоростью

$$v = (1 - x)/(1 + x), \quad (4)$$

частицы конечного состояния процессов (1) и (2) разлетаются в противоположные стороны. Вычисленное для ультрарелятивистского случая в низшем порядке теории возмущений угловое распределение, нормированное на 1 при $\cos\theta = 0$, для фоторождения скалярных глюонов

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{(1 - \cos\theta)^2}{1 + \cos\theta} \quad (5)$$

значительно отличается от углового распределения векторных глюонов /5/

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{4 + (1 + \cos\theta)^2}{5(1 + \cos\theta)}, \quad (6)$$

где θ - угол между направлениями распространения фотона и глюонной струи. Угловые распределения кварковых струй, образованных

фотонами на скалярных и векторных глюонах, также отличаются. Для скалярных глюонов дифференциальное сечение процесса (2), вычисленное в низшем порядке теории возмущений, равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{1 - \beta^2 - 2\beta^4} \left[\frac{5 - 9\beta^2 + 2\beta^4}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} - \frac{4(1 - \beta^2)^2}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \right]. \quad (7)$$

Для векторных глюонов /5/

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{1 + 2\beta^2 - 2\beta^4} \left[-1 + \frac{2(2 - \beta^2)}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} - \frac{2(1 - \beta^2)^2}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \right]. \quad (8)$$

Здесь $\beta = \sqrt{1 - 4m^2/xs}$, m — масса кварка, θ — угол вылета кварковой струи.

Для выделения трехструйных событий в процессах множественного фоторождения можно воспользоваться критерием малости величины

$$T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum_1 |\vec{p}_1 \vec{n}|}{\sum_1 |\vec{p}_1|}, \quad (9)$$

где \vec{p}_1 — импульсы адронов в системе центра масс фотона и нуклона, а единичный вектор \vec{n} выбирается так, чтобы получить максимальное T для данного многочастичного события. \vec{n} выделяет направление наиболее энергичной струи. Если эта струя направлена против импульса фотона, то она представляет собой результат фрагментации остатка нуклона и имеет 4-импульс $(1-x)p$. Измерение ее энергии позволяет определить x и, используя (4), совершить переход в систему центра масс фотона и взаимодействующего с ним партона (кварка или глюона), где необходимо измерить угловое распределение одной из двух оставшихся струй. Если наиболее энергичная струя движется в переднюю полусферу, то есть является продуктом фрагментации кварка (антикварка) или глюона, то измерение ее энергии ϵ и проекции импульса на направление распространения фотона $p_{||}$ позволяет найти x

$$x = \frac{\epsilon - p_{||}}{\sqrt{s} - (\epsilon + p_{||})} \quad (10)$$

и снова перейти в систему центра масс фотон-партон.

Как показывают оценки /6/, сечения фотообразования адронных струй могут достигать нескольких мкб, а условие их формирования (3) требует, чтобы энергии фотонов k превышали 30–40 ГэВ. Таким образом, в настоящее время имеются экспериментальные возможности для наблюдения адронных струй в процессах множественного фоторождения мезонов /7/. Можно указать такие области изменения кинематических переменных, где доминирующим будет один из механизмов ((1) или (2)) фоторождения мезонов.

Процессы, обратные (1) и (2), ответственны за образование прямых фотонов в адрон-нуклонных столкновениях. Угловое распределение этих фотонов (или струй, образованных партонами отдачи) дается выражениями (5) и (6), (7) и (8) и может быть использовано для измерения спина глюонов. С точки зрения выделения процесса (1), угловое распределение которого наиболее сильно зависит от спина глюона, представляет интерес образование прямых фотонов под большими углами в нуклон-нуклонных столкновениях /8/, которое обусловлено обратным фоторождением глюонов: $g + q \rightarrow q + \gamma$.

Таким образом, измерение угловых распределений продуктов жестких процессов прямого или обратного фоторождения может дать сведения о спине глюонов. Изучение процессов фоторождения адронных струй и прямого образования фотонов в адрон-нуклонных взаимодействиях представляет также интерес для проверки квантовой хромодинамики, для получения сведений о распределении глюонов в нуклонах, для исследования механизмов взаимодействия фотонов с адронами.

Поступила в редакцию
10 апреля 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. Jacob, Phys. Scripta, 19: 69 (1979).
2. G. Hanson et. al., Phys. Rev. Lett., 35, 1609 (1975).
3. K. Koller, H. Krasemann, DESY Preprint 79/52 (1979).
4. H. Fritzsch, P. Minkowski, Phys. Lett., 69B, 316 (1977).
5. J. Ellis, I. Karliner, Nucl. Phys., B148, 141 (1979).
6. A. Soni, Phys. Rev. Lett., 43, 1908 (1979).
7. D. Aston et. al., Preprint CERN EP 79-146 (1979).
8. B. Cox, FermiLab-Couf-79/85 Exp., 7160, 095.