

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 61, ВЫПУСК 7
 10 АПРЕЛЯ, 1995

Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.7, стр.529 - 531

© 1995г. 10 апреля

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ФОРМФАКТОР ДЛЯ ЭКСКЛЮЗИВНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ ПАР ТЯЖЕЛЫХ МЕЗОНОВ
В ФОТОН-ФОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В.В.Киселев¹⁾

*Институт физики высоких энергий РАН
 142284 Протвино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 1 февраля 1995 г.

В ведущем приближении по обратной массе тяжелого кварка найдены не зависящие от аромата тяжелого кварка соотношения, связывающие формфакторы рождения векторных и псевдоскалярных состояний при умеренных энергиях.

Фотон-фотонные столкновения открывают новые интересные возможности в изучении свойств фундаментальных взаимодействий как при высоких, так и при умеренных энергиях. В последнем случае эти столкновения могут уже сейчас практически изучаться на LEP в процессах с эквивалентными фотонами [1]. Кроме того, рассматриваются перспективы создания фотон-фотонных коллайдеров.

В данной работе мы рассмотрим эксклюзивное образование пар тяжелых мезонов (псевдоскалярных и векторных состояний) $\gamma\gamma \rightarrow H_Q H_{\bar{Q}}$ в пределе бесконечного тяжелого кварка $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, где Λ_{QCD} определяет энергетический масштаб конфайнмента. В этом пределе эффективное действие тяжелых кварков обладает спин-флейворной симметрией [2], так что тяжелый кварк, движущийся со скоростью v , может быть заменен другим тяжелым кварком, движущимся с той же скоростью v и имеющим любой аромат и произвольную ориентацию спина.

Используя ковариантную запись для псевдоскалярных (P) и векторных (V) состояний ($Q\bar{q}$)-системы [3], в ведущем порядке по $\alpha_s(m_Q)$ можно записать следующие выражения для t -канальных амплитуд эксклюзивного образования пар тяжелых мезонов в фотон-фотонных столкновениях:

$$M_{PP}(t) = 2m_Q \text{Sp} \left\{ \gamma_5 \frac{1 - \hat{v}}{2} \hat{\epsilon}_1 S(k - q) \hat{\epsilon}_2 \frac{1 + \hat{v}'}{2} \gamma_5 \right\} \bar{\omega}(y) 4\pi \alpha_{em} e_Q^2,$$

¹⁾ e-mail: kiselev@mx.ihep.su, vkisselev@vxcern.cern.ch.

$$M_{PV}(t) = 2m_Q \text{Sp} \left\{ \gamma_5 \frac{1 - \hat{v}}{2} \hat{\epsilon}_1 S(k - q) \hat{\epsilon}_2 \frac{1 + \hat{v}'}{2} \hat{\epsilon}_V \right\} \bar{\omega}(y) 4\pi\alpha_{em} e_Q^2, \quad (1)$$

$$M_{VV}(t) = 2m_Q \text{Sp} \left\{ \hat{\epsilon}_V \frac{1 - \hat{v}}{2} \hat{\epsilon}_1 S(k - q) \hat{\epsilon}_2 \frac{1 + \hat{v}'}{2} \hat{\epsilon}_{V'} \right\} \bar{\omega}(y) 4\pi\alpha_{em} e_Q^2,$$

где фактор $(\sqrt{2m_Q})^2$ возникает из нормировки мезонных полей, e_Q – заряд тяжелого кварка. Импульсы мезонов p, p' , направленные в мезон-фотонную вершину, определяются 4-скоростями тяжелых кварков v, v' :

$$p_\mu = m_Q \cdot v_\mu, \quad p'_\mu = m_Q \cdot v'_\mu;$$

$\epsilon_{1,2}$ и $\epsilon_{V,V'}$ – векторы поляризации фотонов и векторных мезонов, соответственно;

$$k = \frac{1}{2}(p_1 - p_2), \quad q = \frac{m_Q}{2}(v - v'),$$

где $p_{1,2}$ – импульсы фотонов, направленные из вершины; $S(p)$ – пропагатор тяжелого кварка при большой виртуальности $|p^2 - m_Q^2| \geq m_Q^2$. В рассматриваемом порядке по жестким поправкам в КХД $S(p)$ определяется выражением для свободного кварка:

$$S(p) = \frac{\hat{p} + m_Q}{p^2 - m_Q^2}.$$

В ведущем приближении по обратной массе тяжелого кварка скалярный формфактор $\bar{\omega}(y = v \cdot v')$ является универсальным, то есть не зависит от аромата тяжелого кварка и ориентации спина.

u -канальные амплитуды могут быть получены из t -канальных выражений заменой $k \rightarrow -k$ и перестановкой $\epsilon_1 \leftrightarrow \epsilon_2$.

Как отмечалось в [4], подобные выражения для амплитуд рождения тяжелых кварков справедливы в области мягкого образования пары легких кварков, входящих в мезоны, и получают существенные поправки при $s \rightarrow \infty$, где появляется дополнительный параметр $\sqrt{s}\Lambda_{QCD}/m_Q^2$, который становится сравнимым с единицей. Таким образом, выражения (1) справедливы при умеренных энергиях (в случае рождения $B\bar{B}$ -пар $\sqrt{s} < 50$ ГэВ).

Далее, легко получить

$$t = (k - q)^2 = -m_Q^2(y + \sqrt{y^2 - 1} \cos \theta),$$

где θ – угол между импульсом фотона p_1 и скоростью мезона v . Тогда

$$S(k - q) = \frac{1}{2m_Q} \frac{\hat{n} - \hat{v} + \hat{v}' + 2}{1 + y + \sqrt{y^2 - 1} \cos \theta},$$

где $n = 2k/m_Q$, $n^2 = -2(y + 1)$.

Таким образом, при фиксированных скоростях мезонов амплитуды образования пар тяжелых мезонов не зависят от аромата тяжелого кварка, определяются универсальным формфактором $\bar{\omega}(y)$ и в аксиальной калибровке $\epsilon_{1,2} \cdot n = 0$ имеют вид

$$M_{FP}(t) = -4\pi\alpha_{em} e_Q^2 \frac{2\bar{\omega}(y)}{1 + y + \sqrt{y^2 - 1} \cos \theta} [4(\epsilon_1 \cdot v)(\epsilon_2 \cdot v) - (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2) \sqrt{y^2 - 1} \cos \theta],$$

$$M_{PV}(t) = 4\pi\alpha_{em} e_Q^2 \frac{\bar{\omega}(y)}{1 + y + \sqrt{y^2 - 1} \cos \theta} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \times$$

$$\times [\epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu \epsilon_V^\alpha (v'(y - \sqrt{y^2 - 1}) - v - n)^\beta + (\epsilon_1 \cdot v) \epsilon_2^\mu \epsilon_V^\nu v'^\alpha (n - 3v)^\beta + (\epsilon_2 \cdot v) \epsilon_1^\mu \epsilon_V^\nu v^\alpha (n + v')^\beta + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_V) v^\mu v^\nu n^\alpha \epsilon_1^\beta], \quad (2)$$

$$M_{VV}(t) = -4\pi\alpha_{em}e_Q^2 \frac{\bar{\omega}(y)}{1 + y + \sqrt{y^2 - 1} \cos \theta} \times \\ \times [8(\epsilon_1 \cdot v)(\epsilon_2 \cdot v)(\epsilon_V \cdot \epsilon_{V'}) + \\ + 2(\epsilon_1 \cdot v)\{(\epsilon_2 \cdot \epsilon_V)(\epsilon_{V'} \cdot (n - v)) + (\epsilon_2 \cdot \epsilon_{V'}) (\epsilon_V \cdot (v' - n))\} + \\ + 2(\epsilon_2 \cdot v)\{-(\epsilon_1 \cdot \epsilon_V)(\epsilon_{V'} \cdot (n + v)) + (\epsilon_1 \cdot \epsilon_{V'}) (\epsilon_V \cdot (v' + n))\} + \\ + (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2)\{(\epsilon_V \cdot v')(\epsilon_{V'} \cdot n) - (\epsilon_V \cdot n)(\epsilon_{V'} \cdot v)\} + \\ + 2\sqrt{y^2 - 1} \cos \theta\{(\epsilon_1 \cdot \epsilon_{V'}) (\epsilon_2 \cdot \epsilon_V) - (\epsilon_1 \cdot \epsilon_V) (\epsilon_2 \cdot \epsilon_{V'}) - (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2) (\epsilon_V \cdot \epsilon_{V'})\}.$$

Соотношения (2) устанавливают, вообще говоря, связь между сечениями рождения различных спиновых состояний. Соответствующие явные выражения громоздки, и здесь мы их не рассматриваем. Далее, для отношений полных сечений образования пар мезонов с различными тяжелыми кварками получим

$$\frac{\sigma_{PP}(s_1)}{\sigma_{PP}(s_2)} = \frac{\sigma_{PV}(s_1)}{\sigma_{PV}(s_2)} = \frac{\sigma_{VV}(s_1)}{\sigma_{VV}(s_2)} = \frac{m_{Q_2}^2}{m_{Q_1}^2} \quad (3)$$

при $s_{1,2} = 2m_{Q_{1,2}}^2(1 + y)$, $y > 1$.

Наконец, рассматривая эксклюзивное рождение пар тяжелых мезонов в ведущем порядке теории возмущений КХД, находим, что из 20 диаграмм процесса $\gamma\gamma \rightarrow H_Q H_{\bar{Q}}$ в пределе $\Lambda_{QCD}/m_Q \rightarrow 0$ и при фиксированном s лидирующий вклад дают две t -канальные и две u -канальные диаграммы с мягкими глюонами, которые излучаются тяжелыми кварками, входящими в мезоны, а универсальный формфактор равен

$$\bar{\omega}(y) = \frac{2\pi\alpha_s}{9} \frac{1}{(y+1)^2} \frac{f^2 M}{m_q^3}, \quad (4)$$

где α_s определяется бегущей величиной на масштабе $\mu^2 = sm_q^2/m_Q^2$. Как известно [2], в пределе $m_Q \rightarrow \infty$ имеет место масштабный закон для лептонных констант тяжелых мезонов

$$f^2 \cdot M = \text{const},$$

а эффективная масса легкого кварка m_q не зависит от аромата тяжелого кварка.

Таким образом, мы показали, что в ведущем приближении по обратной массе тяжелого кварка амплитуды эксклюзивного образования пар тяжелых мезонов определяются единственным универсальным формфактором $\bar{\omega}(y)$, который не зависит от аромата тяжелого кварка и в теории возмущений КХД определяется выражением (4).

Эта работа частично поддержана грантом ISF NJQ000 и программой "Российские государственные стипендии для молодых ученых".

-
1. D.J.Miller, Preprint UCL/HEP 94-02, London (1994).
 2. М.Б.Волошин, М.А.Шифман, ЯФ 47, 801 (1988); N.Isgur and M.B.Wise, Phys. Lett. B232, 113 (1989), B237, 527 (1990); M.Neubert, Phys. Rep. 245, 259 (1994).
 3. A.Falk et al., Nucl. Phys. B343, 1 (1990).
 4. T.D.Cohen and J.Milana, Phys. Lett. B 306, 134 (1993).