ФРАГМЕНТАЦИЯ КВАРКОВ И ДИКВАРКОВ В Ω_{ccc} БАРИОН

В.А. Салеев[1]

В лидирующем порядке теории возмущений КХД и нерелятивистской кварк-дикварковой модели тяжелых барионов получены функции фрагментации c-кварка и дваждыочарованного векторного (cc)-дикварка в Ω_{ccc} барион.

Введение

В последние годы значительно возрос интерес к физике барионов, содержащих тяжелые кварки [1]. В первую очередь это связано с появлением новых экспериментальных данных о сечениях рождения, ширинах распада и массах очарованных и прелестных барионов [2]. Успехи экспериментаторов инициировали работы теоретиков, направленные на предсказание выхода дваждытяжелых барионов в $ep-$ и $pp-$ взаимодействиях при высоких энергиях [3-6]. Ожидается, что Ξ'_{cc} и Ξ^*_{cc} барионы, содержащие по два очарованных кварка, могут быть зарегистрированы уже при энергиях Тэватрона ($\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ), а при энергиях коллайдера LHC ($\sqrt{s} = 14$ ТэВ) выход дваждыочарованных барионов будет еще на четыре порядка больше [7]. Предсказываемый выход (bc)- и (bb)- барионов для LHC составляет, соответственно, 1/3 и 1/100 от выхода (cc)- барионов [8].

Предполагается, что при энергиях коллайдера LHC в области больших поперечных импульсов триждытяжелые барионы формируются в процессах фрагментации тяжелых кварков или дваждытяжелых дикварков, рожденных в жестких подпроцессах $gg \to c\bar{c}$, $q\bar{q} \to c\bar{c}$, $gg \to (cc) + \bar{c} + \bar{c}$ и $q\bar{q} \to (cc) + \bar{c} + \bar{c}$. В отличие от случая тяжелых и дваждытяжелых барионов, рождение барионов, состоящих из трех тяжелых кварков, может быть последовательно описано в рамках теории возмущений КХД и нерелятивистской составной кварковой модели адронов, успешно используемой при описании процессов рождения тяжелых кваркониев [9].

В лидирующем порядке по константе сильного взаимодействия α_s и отношению $(v/c)^2$ формфактор перехода виртуального глюона в пару (cc)-дикварк и $(\bar{c}\bar{c})$-дикварк $g^* \to (cc) + (\bar{c}\bar{c})$ может быть точно рассчитан и выражен через значение волновой функции дикварка в нуле $\Psi_{cc}(0)$. Это дает возможность найти функции фрагментации c-кварка и (cc)-дикварка в Ω_{ccc} барион, выразив их через параметры дикваркового формфактора и значение волновой функции бариона в нуле $\Psi_{\Omega_{ccc}}(0)$ в кварк-дикварковом приближении [6, 10].

[1]Салеев Владимир Анатольевич, кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета

1. Формфактор векторного (cc)-дикварка

В процессе $g^* \to (cc) + (\bar{c}\bar{c})$, где (cc) - дваждытяжелый векторный дикварк, виртуальность глюона $k^2 > 4m_{cc}^2 = 16m_c^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, m_c- масса с-кварка, m_{cc}- масса дикварка. Это позволяет рассчитать упругий дикварковый формфактор $F_D(k^2)$ перехода $g^* \to (cc) + (\bar{c}\bar{c})$ по теории возмущений КХД. В лидирующем порядке по константе α_s вклад в формфактор дают четыре тривиальные диаграммы.

В нерелятивистском приближении дикварк рассматривается как система из двух кварков в антитриплетном по цвету состоянии со спином 1 и равными 4-импульсами. Можно показать, что вершина перехода $g^* \to (cc)+(\bar{c}\bar{c})$ параметризуется следующим образом:

$$V^a_{\alpha\mu\beta}(p_1,p_2) = (-ig_s)T^a\Big\{-g_{\alpha\beta}(p_1-p_2)_\mu - g_{\beta\mu}[3p_2+2p_1]_\alpha + +g_{\mu\alpha}[3p_1+2p_2]_\beta\Big\}F_D((p_1+p_2)^2), \quad (0.1)$$

где $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$, $T^a = \frac{\lambda^a}{2}$ - матрицы Гелл-Манна, p_1 - 4-импульс дикварка, p_2 - 4-импульс антидикварка.

Имеем

$$F_D(k^2) = F_{D0}\left(\frac{m_{cc}^2}{k^2}\right)^2, \quad (0.2)$$

где

$$F_{D0} = 128\pi\alpha_s\frac{|\Psi_{cc}(0)|^2}{m_{cc}^3}.$$

2. Функция фрагментации с-кварка в Ω_{ccc}

В работе [11] была предложена процедура расчета функций фрагментации тяжелых кварков в тяжелые кварконии $D_{Q\to(Q\bar{Q})}(z,\mu)$, основанная на теории возмущений КХД и нерелятивистской кварковой модели адронов. Затем, в этом же подходе, были получены функции фрагментации тяжелых кварков в дваждытяжелые дикварки $D_{Q\to(QQ)}(z,\mu)$ [3], а также непосредственно в дваждытяжелые барионы $D_{Q\to(QQq)}(z,\mu)$ [6]. В последнем случае дваждытяжелый барион рассматривался как двухчастичная система, состоящая из тяжелого кварка Q и легко-тяжелого дикварка (qQ), и при вычислениях использовались феноменологические, плохо известные формфакторы (Qq)-дикварков.

Ниже процесс фрагментации с-кварка в Ω_{ccc}-барион рассматривается аналогично [6], с той разницей, что дикварковый формфактор точно определен (2).

Функция фрагментации с-кварка в Ω_{ccc} определяется выражением [11]:

$$D_{c\to\Omega_{ccc}}(z,\mu_0) = \frac{1}{16\pi^2}\int_{s_{min}}^{\infty} ds \lim_{q_0\to\infty}\frac{|\mathcal{M}|^2}{|\mathcal{M}_o|^2}, \quad (0.3)$$

где $\mathcal{M}$ - амплитуда рождения Ω_{ccc} бариона массой M и антидикварка $\bar{D}$ массой m_c с полным 4-импульсом $q=(q_0,0,0,q_3)$ и инвариантной массой $s=q^2$, $\mathcal{M}_o$ - амплитуда рождения с-кварка на массовой поверхности с импульсом $\vec{q}$. В пределе $q_0\to\infty$:

$$s_{min} = \frac{M^2}{z} + \frac{m_{cc}^2}{1-z} \quad \text{и} \quad z = \frac{p_0+p_3}{q_0+q_3}.$$

В аксиальной калибровке глюонного пропагатора

$$d_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu n_\nu + k_\nu n_\mu}{(kn)},$$

где $n = (1, 0, 0, -1)$, основной вклад в амплитуду $\mathcal{M}$ в лидирующем порядке по α_s дает только одна диаграмма:

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \frac{|\Psi_{\Omega_{ccc}}(0)|}{\sqrt{2m_{cc}}} \frac{4\delta^{ij}}{3\sqrt{3}} (4\pi\alpha_s)^2 \frac{F_D(k^2)}{k^2(s-m_c^2)} \bar{\Psi}^\beta(p)\gamma^\nu(\hat{q}+m_c), \\ & \hat{G}\left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu n_\nu + k_\nu n_\mu}{(kn)}\right) V_{\alpha\mu\beta}(q, p_q)\varepsilon^*_\alpha(q'), \end{aligned} \tag{0.4}$$

где $\hat{G}$ - описывает рождение c-кварка с полным 4-импульсом $q = p + q'$, $4\delta^{ij}/3\sqrt{3}$ - цветовой фактор диаграммы, $F_D(k^2)$ - формфактор векторного дикварка в вершине дикварк-глюон-дикварк, $\bar{\Psi}^\beta(p)$ - спин-вектор, описывающий барион спина $3/2$ с 4-импульсом p, $\varepsilon^*_\alpha(q')$ - вектор поляризации антидикварка. В нерелятивистском приближении $p_(cc) = (1-r)p$ и $p_c = rp$, где $r = m_c/M$. Скалярные произведения 4-векторов k, p и q могут быть выражены через инвариантную массу c-кварка s:

$$k^2 = (1-r)(s-m_c^2), \quad 2(qk) = (2-r)(s-m_c^2),$$

$$2(kp) = s - m_c^2, \quad 2(pq) = s - m_c^2 + 2rM^2.$$

Суммирование по поляризациям бариона спина $3/2$ осуществляется при помощи проекционного оператора:

$$\sum_{spin} \Psi_\mu(p)\bar{\Psi}_\nu(p) = (\hat{p}+M)\left(-g_{\mu\nu} + \frac{1}{3}\gamma_\mu\gamma_\nu + \frac{2}{3}\frac{p_\mu p_\nu}{M^2} + \frac{p_\nu\gamma_\mu - p_\mu\gamma_\nu}{3M}\right). \tag{0.5}$$

Однако в нерелятивистском пределе, когда векторный дикварк и кварк в барионе рассматриваются как свободные частицы, суммирование по поляризациям бариона эквивалентно суммированию отдельно по поляризациям векторного дикварка и кварка, т.е.

$$\sum_{spin} \Psi_\mu(p)\bar{\Psi}_\nu(p) = \frac{2}{3}\sum_{spin} U(p)\bar{U}(p) \sum_{spin} \varepsilon_\mu(p)\varepsilon^*_\nu(p). \tag{0.6}$$

После нахождения отношения $|\mathcal{M}|^2/|\mathcal{M}_o|^2$ и тривиального интегрирования по s в пределе $q_0 \to \infty$ получили

$$D_{c\to\Omega_{ccc}}(z, \mu_0) = \frac{|\Psi_{\Omega_{ccc}}(0)|^2}{M^3} {\alpha_s}^2(\mu_0) F^2_{D0}\Phi_c(z), \tag{0.7}$$

$$\begin{aligned} \Phi_c(z) &= \frac{36z^4(1-z)^3}{35(z-3)^{14}}(113519z^8 - 1303182z^7 + 8764206z^6 - 26818758z^5 \\ & +52452396z^4 - 73464138z^3 + 66215394z^2 - 32322402z + 6506325). \end{aligned}$$

Функция фрагментации $D_{c\to\Omega_{ccc}}(z, \mu)$ при $\mu > \mu_0 = 4m_c$ может быть получена решением эволюционного уравнения:

$$\mu\frac{\partial D}{\partial\mu}(z, \mu) = \int_z^1 \frac{dy}{y}\mathcal{P}_{c\to c}\left(\frac{z}{y}, \mu\right) D(y, \mu), \tag{0.8}$$

где $\mathcal{P}_{c\to c}(x,\mu)$ - функция расщепления в лидирующем порядке по α_s

$$\mathcal{P}_{c\to c}(x,\mu) = \frac{4\alpha_s(\mu)}{3\pi}\left(\frac{1+x^2}{1-x}\right)_+, \tag{0.9}$$

$$f(x)_+ = f(x) - \delta(1-x)\int_0^1 f(x')dx'.$$

Средние значения z при этом равны $< z >_{\mu_0} = 0.61$ и $< z >_{\mu} = 0.42(\mu = 45)$ ГэВ. Поскольку

$$\int_0^1 \mathcal{P}_{c\to c}(x,\mu)dx = 0,$$

то вероятность фрагментации кварка в барион $P_{c\to\Omega_{ccc}}$ не зависит от параметра μ в функции фрагментации:

$$P_{c\to\Omega_{ccc}} = \int_0^1 D_{c\to\Omega_{ccc}}(z,\mu_0)dz = A_c{\alpha_s}^2(\mu_0)F_{D0}^2\frac{|\Psi_{\Omega_{ccc}}(0)|^2}{M^3}, \tag{0.10}$$

где

$$A_c = \frac{263585448}{5}\ln\left(\frac{3}{2}\right) - \frac{1100381933317}{51480} \approx 4.19\cdot 10^{-3}.$$

3. Функция фрагментации (cc)-дикварка в Ω_{ccc}

Другая возможность рождения Ω_{ccc} барионов реализуется в двухступенчатом процессе: сначала c-кварк фрагментирует в (cc)-дикварк, который, в свою очередь, фрагментирует в Ω_{ccc}. При этом функция фрагментации c-кварка в Ω_{ccc} представляется как свертка функций фрагментации $D_{c\to(cc)}(z,\mu)$ и $D_{(cc)\to\Omega_{ccc}}(z,\mu)$, т.е.

$$D_{c\to\Omega_{ccc}}(z,\mu) = \int dx\int dy D_{c\to(cc)}(x,\mu)D_{(cc)\to\Omega_{ccc}}(y,\mu)\delta(z-xy). \tag{0.11}$$

Функция фрагментации c-кварка в (cc)-дикварк была получена в [3]:

$$D_{c\to(cc)}(z,\mu) = \frac{16}{9}\alpha_s(\mu_0)^2\frac{|\Psi_{cc}(0)|^2}{m_c^3}\frac{z(1-z)^2}{(2-z)^6}(16-32z+72z^2-32z^3+5z^4) \tag{0.12}$$

и

$$P_{c\to(cc)} = \frac{16}{9}\alpha_s(\mu_0)^2\frac{|\Psi_{cc}(0)|^2}{m_c^3}\left(\frac{1189}{30} - 57\ln(2)\right). \tag{0.13}$$

Функция фрагментации $D_{(cc)\to\Omega_{ccc}}(z,\mu)$ определяется выражением (3), в котором $\mathcal{M}$ - амплитуда рождения Ω_{ccc} бариона с массой M и антикварка $\bar{c}$ с массой m_c с полным 4-импульсом $q = (q_0, 0, 0, q_3))$ и инвариантной массой $s = q^2$, $\mathcal{M}_o$ - амплитуда рождения векторного (cc)-дикварка на массовой поверхности с импульсом $\vec{q}$. В пределе $q_0 \to \infty$:

$$s_{min} = \frac{M^2}{z} + \frac{m_c^2}{1-z}, \quad z = \frac{p_0+p_3}{q_0+q_3}.$$

В аксиальной калибровке глюонного пропагатора амплитуда $\mathcal{M}$ определяется только одной диаграммой:

$$\begin{aligned}\mathcal{M} \quad = \quad & \frac{|\Psi_B(0)|}{\sqrt{2M}}\frac{4\delta^{ij}}{3\sqrt{3}}(4\pi\alpha_s)^2\frac{F_V(k^2)}{k^2(q^2-m_{cc}^2)}\bar{\Psi}^\beta(p)\gamma^\nu V(q')\times \\ & \times\left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu n_\nu + k_\nu n_\mu}{(kn)}\right)V_{\alpha\mu\beta}(q,p_{cc})G^\alpha, \end{aligned}\tag{0.14}$$

где G^α описывает рождение векторного дикварка с полным 4-импульсом $q = p + q'$. Остальные обозначения аналогичны формуле (4).

Вычисление квадрата модуля амплитуды $|\mathcal{M}|^2$ удобно проводить отдельно для поперечных и продольных поляризаций дикварка. Состояние с поперечной поляризацией описывается 4-векторами:

$$\varepsilon_{\perp 1} = (0,0,1,0) \text{ и } \varepsilon_{\perp 2} = (0,1,0,0).$$

Причем

$$(\varepsilon_{\perp 1} q) = (\varepsilon_{\perp 2} q) = 0, \quad (\varepsilon_{\perp 1} k) = (\varepsilon_{\perp 2} k) = 0.$$

Продольно поляризованный дикварк описывается 4-вектором поляризации

$$\varepsilon_L^\mu = \frac{p^\mu}{M} - \frac{M n^\mu}{(np)},$$

для которого

$$(\varepsilon_L q) = \frac{(qp)}{M} - \frac{M}{z}, \quad (\varepsilon_L k) = \frac{(np)}{M}.$$

Выразим произведения 4-векторов через инвариант s:

$$\begin{aligned} &k^2 = r(s - m_{cc}^2), \quad 2(pk) = s - m_{cc}^2, \quad 2(qk) = (1+r)(s - m_{cc}^2), \\ &2(pq) = s - m_{cc}^2 + 2r(1-r)M^2. \end{aligned}$$

Интегрируя отношение $|\mathcal{M}|^2/|\mathcal{M}_o|^2$ по s в пределе $q_0 \to \infty$, получаем

$$D_{(cc)\to\Omega_{ccc}}(z,\mu_0) = \frac{1327104}{5} \frac{|\Psi_{\Omega_{ccc}}(0)|^2}{M^3} {\alpha_s}^2(\mu_0) F_{D0}^2 \frac{z^6(1-z)^6}{(3-2z)^{14}} (369 - 372z + 164z^2). \tag{0.15}$$

Вероятность фрагментации (cc)-дикварка в Ω_{ccc} равна:

$$P_{(cc)\to\Omega_{ccc}} = A_{cc} F_{D0}^2 {\alpha_s}^2(\mu_0) \frac{|\Psi_{\Omega_{ccc}}(0)|^2}{M^3}, \tag{0.16}$$

где

$$A_{cc} = \frac{25110174688}{675675} - \frac{169128}{5} \ln(3).$$

Используя программу "schroe" [12] с потенциалом кварк-кваркового взаимодействия Мартина [13]:

$$V_{Q\bar{Q}}(r) = -A + B(r \cdot 1 \text{ ГэВ})^n, \quad V_{QQ} = \frac{1}{2} V_{Q\bar{Q}},$$

где $A = -8.064$ ГэВ, $B = 6.898$ ГэВ и $n = 0.1$, мы нашли массы векторного (cc)-дикварка, Ω_{ccc} бариона и значения волновых функций (cc)-дикварка и Ω_{ccc} бариона в нуле: $m_{cc} = 3.48$ ГэВ, $M = 4.70$ ГэВ, $|\Psi_{cc}(0)|^2 = 0.03$ ГэВ^3, $|\Psi_{\Omega_{ccc}}(0)|^2 = 0.115$ ГэВ^3.

Сравним вероятности фрагментации c-кварка непосредственно в Ω_{ccc} барионе и через образование (cc)-дикварка. При $\alpha_s(\mu_0) = 0.2$:

$$P_{c\to(cc)} = 6.8 \cdot 10^{-5} \text{ и } P_{(cc)\to\Omega_{ccc}} = 1.2 \cdot 10^{-6}, \tag{0.17}$$

что дает

$$P_{c\to(cc)\to\Omega_{ccc}} = 8.2 \cdot 10^{-11}. \tag{0.18}$$

С другой стороны, если с-кварк сразу фрагментирует в Ω_{ccc} барион, подхватывая (cc)-дикварк, то

$$P_{c\to\Omega_{ccc}} = 1.15\cdot 10^{-9}. \qquad (0.19)$$

В заключение отметим, что приведенные выше результаты получены с использованием упругого формфактора перехода $g^* \to (cc)+(\bar{c}\bar{c})$. Представляется очевидным, что вклад неупругого формфактора $g^* \to (cc)+\bar{c}+\bar{c}$ в одиночное рождение Ω_{ccc} будет существенно больше. Если полагать, что антидикварк $(\bar{c}\bar{c})$ с единичной вероятностью переходит в дваждыочарованный антибарион, то фактически наши результаты соответствуют ассоциативному рождению пары барионов $\Omega_{ccc}+\bar{\Xi}_{cc}$. Грубо говоря, сечение, полученное с использованием неупругого формфактора (cc)-дикварка, должно быть больше на фактор $m_c^3/|\Psi_{cc}|^2 \approx 10^2$.

Работа выполнена при поддержке программы "Университеты России - фундаментальные исследования" (проект 015.02.01.03) и Минобразования РФ (грант 98-0-6.2-53).

Литература

[1] Korner J.G., Pirjol D., Kramer M. // Preprint DESY 94-095, 1994.
[2] Review of Particle Physics // Phys.Rev.-1996.-V.D54.-P.1.
[3] Falk A.F., Luke M., Savage M., Wise M. // Phys.Rev.-1994. -V.D49.-P.555.
[4] Kiselev V.V. et al. // Phys.Lett.-1994.-V.B332.-P.411.
[5] Baranov S.P. // Phys.Rev.-1996.-V.D54.-P.3228.
[6] Martynenko A.P., Saleev V.A. // Phys.Lett.-1996.-V.B385.-P.297; ЯФ.-1997.-Т.60.-С.517.
[7] Berezhnoy A.V., Kiselev V.V., Likhoded A.K., Onishchenko A.I.// Preprint hep-ph 9710339.
[8] Baranov S.P. // Phys.Rev.-1997.-V.D56.-P.3046.
[9] Beneke M., M.Kramer, M.Vanttinen // Preprint CERN-TH/97-235, 1997; Schuler G.A. // Preprint CERN-TH 7179/94, 1994.
[10] Saleev V.A. // Phys.Lett.-1998.-V.B426.-P.384.
[11] Braaten E., Cheung K., Yan T.C. // Phys.Rev.-1993.-V.D48.-P.4230.
[12] Lucha W., Schoberl F.F. // Preprint HEPHY-Pub 703/98, 1998; hep-ph 9811453.
[13] Martin A. // Phys.Lett.-1980.-V.93.-P.338.