

ФИЗИКА

УДК 539.12(06)

ФУНКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ ДВАЖДЫТЯЖЕЛЫХ ДИКВАРКОВ В БАРИОНЫ

© 2002 Д.А. Гюнтер, В.А. Салеев¹

В рамках теории возмущений КХД и нерелятивистской кварк-дикварковой модели барионов найдены функции фрагментации векторных и скалярных дваждытяжелых дикварков в барионы спина $1/2$ и $3/2$.

Введение

Дваждытяжелые барионы имеют ярко выраженную кварк-дикварковую структуру [1,2]. При этом тяжелые кварки образуют компактную систему — дваждытяжелый дикварк, радиус которого много меньше, чем радиус бариона. Рождение дваждытяжелых барионов идет в две стадии: сначала рождается дваждытяжелый дикварк, который затем фрагментирует в конечный барион. В этом случае справедлива следующая иерархия времен $\tau_Q \ll \tau_D \ll \tau_B$, где τ_Q — время рождения тяжелого дикварка, τ_D — время рождения дваждытяжелого дикварка и τ_B — время формирования конечного бариона. Первая стадия процесса рождения такого дваждытяжелого бариона может быть описана в рамках пертурбативной КХД и нерелятивистской потенциальной модели, в которой непертурбативная часть амплитуды рождения выражается через значение волновой функции дваждытяжелого дикварка в нуле [3]. Использование такого же подхода для описания фрагментации дикварка в барион является хорошо обоснованным лишь в случае, когда все кварки в барионе тяжелые, например, в процессе фрагментации (bb) -дикварка в (bbc) -барион. В случае фрагментации в дваждытяжелый барион третий кварк легкий и полученные в пертурбативном подходе функции фрагментации можно рассматривать только в качестве мотивированных в КХД параметризаций, что, однако, является немаловажным для предсказания выхода дваждытяжелых барионов на современных и будущих коллайдерах [2].

Формфактор дваждытяжелого дикварка

Амплитуда фрагментации дваждытяжелого дикварка в барион существенно зависит от формфактора перехода $D \rightarrow D + g^*$, где D есть (bb) -дикварк или (bc) -дикварк. В процессах, где виртуальность глюона $k^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, константа сильного взаимодействия мала: $\alpha_s(k^2) \ll 1$. Это позволяет рассчитать упругий формфактор

¹Гюнтер Дмитрий Александрович, Салеев Владимир Анатольевич (saleev@ssu.samara.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

$F_D(k^2)$ перехода $D \rightarrow D + g^*$ по теории возмущения КХД. В лидирующем порядке вклад в формфактор дают пять диаграмм, показанных на рис. 1.

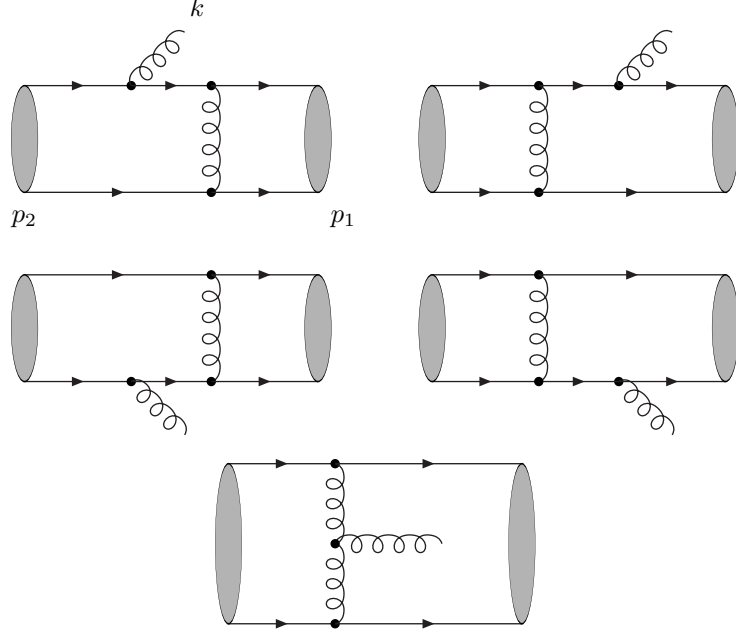


Рис. 1. Диаграммы, описывающие переход $D \rightarrow D + g^*$ в ведущем порядке по α_s

Выпишем в качестве примера матричные элементы, отвечающие диаграммам на рис. 1 для векторного (bc) -дикварка:

$$\begin{aligned} M_1 = & \frac{-ig(4\pi\alpha_s)C_1}{16r^4\bar{r}k^4} \frac{|\Psi_{bc}(0)|^2}{m_D} Tr[\gamma_\alpha(\hat{p}_1 + m_D)\gamma_\nu \times \\ & \times (\hat{p}_1 - r\hat{p}_2 + \bar{r}m_D)\gamma_\mu\gamma_\beta(\hat{p}_2 - m_D)\gamma_\nu]\varepsilon_\mu^a(k)\varepsilon_\alpha(p_1)\varepsilon_\beta(p_2) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} M_2 = & \frac{-ig(4\pi\alpha_s)C_2}{16r^4\bar{r}k^4} \frac{|\Psi_{bc}(0)|^2}{m_D} Tr[\gamma_\alpha(\hat{p}_1 + m_D)\gamma_\nu \times \\ & \times (\hat{p}_1 - r\hat{p}_2 + \bar{r}m_D)\gamma_\mu\gamma_\beta(\hat{p}_2 - m_D)\gamma_\nu]\varepsilon_\mu^a(k)\varepsilon_\alpha(p_1)\varepsilon_\beta(p_2), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} M_3 = & \frac{ig(4\pi\alpha_s)C_3}{16r\bar{r}^4k^4} \frac{|\Psi_{bc}(0)|^2}{m_D} Tr[\gamma_\alpha(\hat{p}_1 + m_D)\gamma_\nu\gamma_\beta \times \\ & \times (\hat{p}_2 - m_D)\gamma_\nu(\hat{p}_1 - \bar{r}\hat{p}_2 + rm_D)\gamma_\mu]\varepsilon_\mu^a(k)\varepsilon_\alpha(p_1)\varepsilon_\beta(p_2), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} M_4 = & \frac{ig(4\pi\alpha_s)C_4}{16r\bar{r}^4k^4} \frac{|\Psi_{bc}(0)|^2}{m_D} Tr[\gamma_\alpha(\hat{p}_1 + m_D)\gamma_\nu\gamma_\beta \times \\ & \times (\hat{p}_2 - m_D)\gamma_\mu(\hat{p}_2 - \bar{r}\hat{p}_1 + rm_D)\gamma_\nu]\varepsilon_\mu^a(k)\varepsilon_\alpha(p_1)\varepsilon_\beta(p_2), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} M_5 = & \frac{-ig(4\pi\alpha_s)C_5}{16r^2\bar{r}^2k^4} \frac{|\Psi_{bc}(0)|^2}{m_D} G_{\mu\nu\rho}(k) Tr[\gamma_\alpha(\hat{p}_1 + m_D)\gamma_\nu\gamma_\beta \times \\ & \times (\hat{p}_2 - m_D)\gamma_\rho]\varepsilon_\mu^a(k)\varepsilon_\alpha(p_1)\varepsilon_\beta(p_2), \end{aligned} \quad (5)$$

где $G_{\mu\nu\rho}(k) = (2r-1)k_\mu g_{\rho\nu} - (2-r)k_\nu g_{\mu\rho} + (2-r)k_\rho g_{\mu\nu}$, m_D — масса дваждытяжелого дикварка, причем $m_D = m_b + m_c$, m_b — масса b -кварка и m_c — масса c -кварка; $\Psi_D(0)$ — волновая функция дикварка в нуле, а $r = \frac{m_c}{m_D}$ и $\bar{r} = 1 - r$.

Цветовые факторы амплитуд равны

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk}\varepsilon^{lmn}T_{ir}^bT_{rm}^aT_{jl}^b, & C_2 &= \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk}\varepsilon^{lmn}T_{ir}^aT_{rm}^bT_{jl}^b, \\ C_3 &= \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk}\varepsilon^{lmn}T_{im}^bT_{jr}^aT_{rl}^b, & C_4 &= \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk}\varepsilon^{lmn}T_{im}^aT_{jk}^bT_{kl}^a, \\ C_5 &= \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk}\varepsilon^{lmn}f^{abc}T_{il}^cT_{jm}^b. \end{aligned} \quad (6)$$

После свертки по парным индексам формулы (6) принимают вид:

$$C_1 = C_2 = C_3 = C_4 = -\frac{1}{3}T_{kn}^a, \quad C_5 = 0.$$

Для получения матричных элементов (1)–(5) мы используем формализм проекционного оператора [4]. Рассмотрим данный метод на примере первой диаграммы. Возьмем для определенности выражение, отвечающее нижней кварковой линии, и транспонируем его, при этом

$$\bar{U}(p_{2b})\gamma_\nu U(p_{1b}) = (\bar{U}(p_{2b})\gamma_\nu U(p_{1b}))^T.$$

С помощью свойств оператора зарядового сопряжения $C = i\gamma_2\gamma_0$, преобразовывая данное выражение, получим

$$\bar{U}(p_{2b})\gamma_\nu U(p_{1b}) = -\bar{V}(p_{1b})\gamma_\nu V(p_{2b}).$$

Таким образом, обращение кварковой линии в данном случае меняет знак амплитуды. Далее, образуя след по дираковским индексам от преобразованного выражения, выделяем структуры $V(p)\bar{U}(p)$ и $U(p)\bar{V}(p)$, которые заменяются проекционными операторами на состояния с определенными значениями спина и орбитального момента кварка и антикварка:

$$V(p)\bar{U}(p) \rightarrow \hat{\epsilon}(\hat{p} + m_D) \frac{\Psi_{bc}(0)}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2m_D}{2m_b 2m_c}}$$

и

$$U(p)\bar{V}(p) \rightarrow \hat{\epsilon}(\hat{p} - m_D) \frac{\Psi_{bc}(0)}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2m_D}{2m_b 2m_c}}.$$

После этого амплитуда, отвечающая первой диаграмме на рис.1, принимает вид (1).

Можно показать, что вершина перехода $D \rightarrow D + g^*$ параметризуется в случае векторного дикварка следующим образом [5]:

$$W_V = (-ig)T_{kn}^a F_D^V(k^2) V_{\alpha\mu\beta}(p_1, p_2) \epsilon_\mu^a(k) \epsilon_\alpha(p_1) \epsilon_\beta(p_2), \quad (7)$$

$$V_{\alpha\mu\beta}(p_1, p_2) = -g_{\alpha\beta}(p_1 + p_2)_\mu + g_{\mu\beta}((1 + \kappa)p_2 - \kappa p_1)_\alpha + g_{\alpha\mu}((1 + \kappa)p_1 - \kappa p_2)_\beta,$$

где κ — аномальный хромомангнитный момент дикварка, $F_D^V(k^2)$ — формфактор векторного дикварка. В случае же скалярного дикварка:

$$W_S = (-ig)T_{kn}^a F_D^S(k^2)(p_1 + p_2)_\mu,$$

где $F_D^S(k^2)$ — формфактор скалярного дикварка.

Сравнивая сумму матричных элементов (1)–(5), описывающую переход $D \rightarrow D + g^*$ для векторного дикварка с формулой (7), получаем, что аномальный хромоманнитный момент дикварка равен:

$$\kappa = \frac{3r^2 - 3r + 1}{2r^4 - 4r^3 + 6r^2 - 4r + 1} - 1. \quad (8)$$

В случае, если векторный дикварк состоит из двух одинаковых кварков, то $r = \frac{1}{2}$, и аномальный хромоманнитный момент равен $\kappa = +1$.

В пределе больших переданных импульсов из сравнения формул (1)–(5) с учетом цветовых факторов и (7) следует, что векторный и скалярный формфакторы дикварка имеют стандартную асимптотическую зависимость:

$$F_S(k^2) = \frac{k_S^2}{k^2}, \quad F_V(k^2) = \frac{k_V^4}{k^4},$$

где

$$k_S^2 = \frac{16\pi\alpha_s(2r^2 - 2r + 1)|\Psi(0)_{(bc)}|^2}{3r^3(1-r)^3m_D},$$

$$k_V^4 = \frac{32m_D\pi\alpha_s(2r^4 - 4r^3 + 6r^2 - 4r + 1)|\Psi(0)_{(bb,cc)}|^2}{3r^4(1-r)^4}.$$

Для того чтобы описать рождение не только триждытяжелых, но и дваждытяжелых барионов, в дальнейшем для расчета функций фрагментации будем использовать феноменологический формфактор дикварка, параметризованный в виде дипольной формулы:

$$F_S(k^2) = \frac{k_{0S}^2}{k_{0S}^2 - k^2}, \quad (9)$$

$$F_V(k^2) = \left(\frac{k_{0V}^2}{k_{0V}^2 - k^2} \right)^2. \quad (10)$$

Здесь параметры k_{0S}^2 и k_{0V}^2 определяются через среднеквадратичные дикварковые радиусы $\langle r_{QQ'}^2 \rangle$

$$k_{0S}^2 = \frac{6}{\langle r_{QQ'}^2 \rangle}, \quad k_{0V}^2 = \frac{12}{\langle r_{QQ'}^2 \rangle}. \quad (11)$$

Значения среднеквадратичных радиусов находятся из решения нерелятивистского уравнения Шредингера для волновой функции дваждытяжелых дикварков. Значения дикварковых радиусов и соответствующих значений k_0^2 , полученные в работе [6], показаны в табл. 1.

Таблица 1

Дикварк	$\sqrt{\langle r_{QQ'}^2 \rangle}$, Фм	k_0^2 , ГэВ ²
$(bb)_1$	0.33	4.39
$(bc)_1$	0.48	2.09
$(bc)_0$	0.48	1.04
$(cc)_1$	0.58	1.40

Фрагментация дваждытяжелого дикварка в барион

В настоящем параграфе рассматривается механизм рождения тяжелого бариона в процессе фрагментации дваждытяжелого дикварка, основанный на кварк-дикварковой модели бариона. В данном подходе [7] тяжелый дикварк $((bb)$ или $(bc))$ может непосредственно фрагментировать в тяжелый барион спина $1/2$ или $3/2$, подхватив s -кварк. Процесс рождения дикварк-кварковой системы со спином $1/2$ или $3/2$ может быть рассчитан в рамках пертурбативной КХД, поскольку в таком процессе характерный масштаб переданных импульсов $Q^2 \gtrsim 4m_c^2$ и $\alpha_s(2m_c)$ — малая величина. Непертурбативный переход системы в барион описывается в нерелятивистском приближении, несомненно, справедливым для тяжелых частиц. Величина волновой функции в нуле $\Psi_B(0)$ дикварк-кварковой системы рассчитывается в потенциальной модели.

Согласно [8] функция фрагментации $D_{D \rightarrow B}(z, \mu_0)$ дваждытяжелого дикварка в барион на масштабе $\mu_0 = m_D + m_c$ определяется выражением:

$$D_{D \rightarrow B}(z, \mu_0) = \frac{1}{16\pi^2} \int_{s_{\min}}^{\infty} ds \lim_{q_0 \rightarrow \infty} \frac{|\overline{M_B}|^2}{|M_0|^2}, \quad (12)$$

где M_B — амплитуда рождения бариона B и антикварка $\bar{c}$ с полным 4-импульсом q и инвариантной массой $s = q^2$, M_0 — амплитуда рождения дикварка $((bb)$ или $(bc))$ на массовой поверхности с импульсом $\vec{q}$. В пределе $q_0 \rightarrow \infty$ имеет место соотношение

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

где $M = m_D + m_c$ — масса бариона.

В аксиальной калибровке глюонного пропагатора

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

где $n = (1, 0, 0, -1)$, основной вклад в амплитуду M_B в лидирующем порядке по α_s дает диаграмма, показанная на рис. 2.

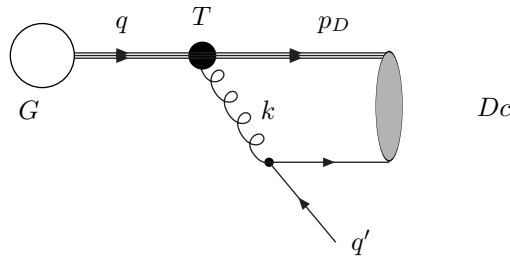


Рис. 2. Диаграмма, описывающая фрагментацию дикварка в барион

Амплитуды процессов фрагментации для дваждытяжелого бариона спина $3/2$ и $1/2$ могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} M_B^{3/2} = & \frac{F_D^V(k^2)|\Psi_B(0)|}{k^2(s-m_D^2)} (4\pi\alpha_s) \frac{4\delta^{li}}{3\sqrt{3}} \sqrt{\frac{2M}{2m_D 2m_c}} \bar{\Psi}_\mu(p) \gamma_\alpha V(q') \times \\ & \times (-g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha n_\beta + k_\beta k_\alpha}{(kn)}) V_{\mu\nu\beta}(p_D, q) (-g_{\lambda\nu} + \frac{q_\lambda q_\nu}{s}) G_\lambda, \end{aligned} \quad (13)$$

$$M_B^{1/2'} = \frac{F_D^V(k^2)|\Psi_B(0)|}{\sqrt{3}k^2(s-m_D^2)}(4\pi\alpha_s)\frac{4\delta^{li}}{3\sqrt{3}}\sqrt{\frac{2M}{2m_D 2m_c}}\bar{U}(p)\gamma_5(\gamma_\mu + \frac{p_\mu}{M}) \times \quad (14)$$

$$\times \gamma_\alpha V(q')(-g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha n_\beta + k_\beta k_\alpha}{(kn)})V_{\mu\nu\beta}(p_D, q)(-g_{\lambda\nu} + \frac{q_\lambda q_\nu}{s})G_\lambda,$$

$$M_B^{1/2} = \frac{F_D^S(k^2)|\Psi_B(0)|}{k^2(s-m_D^2)}(4\pi\alpha_s)\frac{4\delta^{li}}{3\sqrt{3}}\sqrt{\frac{2M}{2m_D 2m_c}}\bar{U}(p)\gamma_\alpha V(q') \times \quad (15)$$

$$\times (-g_{\alpha\beta} + \frac{k_\alpha n_\beta + k_\beta k_\alpha}{(kn)})(q + (1-r)p)_\beta G,$$

где G_λ описывает рождение дикварка с полным импульсом $q = p + q'$, $4\delta^{li}/(3\sqrt{3})$ -цветовой фактор диаграммы, $F_D^V(k^2)$ и $F_D^S(k^2)$ — соответственно формфактор векторного и скалярного дикварка в вершине дикварк-глюон-дикварк, $\Psi_\mu(p)$ — спин-вектор Рариты-Швингера, описывающий барион спина $3/2$ с 4-импульсом p . В нерелятивистском приближении $p_D = (1-r)p$ и $p_c = rp$, где $r = m_c/M$. Скалярные произведения различных 4-векторов выражаются через инвариантную массу s дикварка:

$$\begin{aligned} q' &= q - p, & k &= q - (1-r)p, \\ 2(q \cdot p) &= s + (1-r^2)M^2, \\ 2(p \cdot k) &= s - (1-r)^2M^2, \\ 2(q \cdot k) &= (1+r)(s - (1-r)^2M^2), \\ k^2 &= r(s - (1-r)^2M^2). \end{aligned}$$

В случае фрагментации в неполяризованные барионы спина $3/2$ суммирование по спинам осуществляется при помощи формулы [9] :

$$\sum_\lambda \Psi_\mu^\lambda(p) \bar{\Psi}_\nu^\lambda(p) = (\hat{p} + M)(g_{\mu\nu} - \frac{\gamma_\mu \gamma_\nu}{3} - \frac{2p_\mu p_\nu}{3M^2} + \frac{p_\mu \gamma_\nu - p_\nu \gamma_\mu}{3M}). \quad (16)$$

Следует заметить, что при записи матричного элемента для конечного бариона спина $3/2$ мы должны взять спин-вектор как $\Psi_\mu(p_q)$, а не $\Psi_\mu(p)$, где p — импульс конечного бариона, p_q — импульс c -кварка, фрагментирующего в барион. Можно показать, что оба спин-вектора связаны следующим соотношением:

$$\Psi_\mu(p_q) = \sqrt{r}\Psi_\mu(p).$$

Вычисление квадратов модулей амплитуд (13–15) и интегрирование по s в (12) проводится следующим образом. После вычисления всех следов и перехода к скалярным произведениям 4-векторов в пределе $q_0 \rightarrow \infty$ производится замена $p \rightarrow zp$. После свертки по индексам в квадрате модуля амплитуды получаем, что с точностью до членов, зависящих от выбора калибровки векторного дикваркового поля, имеем

$$|\overline{M}|^2 = \left(-g^{\lambda\lambda'} + \frac{p^\lambda p^{\lambda'}}{M^2} \right) G_\lambda G_{\lambda'} F_1$$

и

$$|\overline{M}_0|^2 = G_\lambda G_{\lambda'} \left(-g^{\lambda\lambda'} + \frac{p^\lambda p^{\lambda'}}{M^2} \right),$$

где F_1 — известная функция переменных z, s, r, κ .

Выполнив интегрирование в (12) по $s = q^2$, мы представили фрагментации дикварков в виде:

$$\begin{aligned}
 D_{(bb)_1 \rightarrow \Omega_{(bbc)}^{1/2}}(z, \mu_0) &= \frac{4|\Psi_B|^2 \alpha_s^2 k_0^8}{27M^3 r^2 \bar{r}(1-z\bar{r})^2} ((a_0 + a_1 B + a_2 B^2 + a_3 B^3) Q_0^V + \\
 &\quad + (a_1 + 2a_2 B + 3a_3 B^2) Q_1^V + (a_2 + 3a_3 B) Q_2^V + a_3 Q_3^V); \\
 D_{(bb)_1 \rightarrow \Omega_{(bbc)}^{3/2}}(z, \mu_0) &= \frac{8|\Psi_B|^2 \alpha_s^2 k_0^8}{27M^3 r^2 \bar{r}(1-z\bar{r})^2} ((b_0 + b_1 B + b_2 B^2 + b_3 B^3) Q_0^V + \\
 &\quad + (b_1 + 2b_2 B + 3b_3 B^2) Q_1^V + (b_2 + 3b_3 B) Q_2^V + b_3 Q_3^V); \\
 D_{(bc)_0 \rightarrow \Omega_{(bcc)}^{1/2}}(z, \mu_0) &= \frac{16|\Psi_B|^2 \alpha_s^2 k_0^4}{27M r^2 \bar{r}(1-z\bar{r})^2} ((c_0 + c_1 B + c_2 B^2) Q_0^S + \\
 &\quad + (c_1 + 2c_2 B) Q_1^S + c_2 Q_2^S),
 \end{aligned} \tag{17}$$

где $B = M^2(1-r)^2$.

Для бариона спина $1/2$, состоящего из векторного дикварка и кварка, коэффициенты a_i равны:

$$\begin{aligned}
 a_0 &= M^6(1-r)^2((\kappa+1)^2 r^4 - 8(\kappa+1)r^3 - 2(\kappa^2 + 10\kappa + 1)r^2 + \\
 &\quad + 8(3\kappa + 11)r + \kappa^2 + (1-r)^2 z^2(-(\kappa+1)r^2 + 4r + \kappa + 1)^2 + \\
 &\quad + 2\kappa + 2(r-1)z((\kappa+1)^2 r^4 - 8(\kappa+1)r^3 - 2(\kappa^2 + 6\kappa - 3)r^2 + \\
 &\quad + 8(2\kappa + 5)r + \kappa^2 + 2\kappa - 7) - 15) \\
 a_1 &= M^4(r-1)(-3(\kappa+1)^2 r^3 + (\kappa^2 + 18\kappa + 17)r^2 + 3\kappa^2 + 6\kappa - \\
 &\quad - (\kappa^2 - 14\kappa + 1)r - 2z(3(\kappa+1)^2 r^4 - 4(\kappa^2 + 6\kappa + 5)r^3 + \\
 &\quad + 2(\kappa^2 + 10\kappa + 17)r^2 - 4(\kappa^2 + 2\kappa + 13)r + 3(\kappa+1)^2) - \\
 &\quad - (r-1)z^2(3(\kappa+1)^2 r^4 - 4(\kappa^2 + 6\kappa + 5)r^3 + 2(\kappa^2 + 18\kappa + 25)r^2 - \\
 &\quad - 4(\kappa^2 + 6\kappa + 21)r + 3\kappa^2 + 6\kappa + 19) - 13) \\
 a_2 &= M^2(3z^2(\kappa+1)^2 r^4 - 2z(\kappa+1)(4z(\kappa+2) - 3(\kappa+1))r^3 + \\
 &\quad + (\kappa+1)(2(5\kappa + 21)z^2 - 2z(5\kappa + 13) + 3(\kappa+1))r^2 - \\
 &\quad - 2(z-1)(\kappa+1)(-\kappa + 4z(\kappa+4) - 5)r + (z-1)(z(3\kappa^2 + 6\kappa + 19) - \\
 &\quad - 3(\kappa+1)^2)) \\
 a_3 &= -(\kappa+1)^2((r-1)z + 1)^2
 \end{aligned}$$

Для бариона спина $3/2$ получили:

$$\begin{aligned}
 b_0 &= M^6(1-r)^2((\kappa+1)^2 r^4 + 4(\kappa+1)r^3 - (2\kappa^2 - 4\kappa - 22)r^2 + \\
 &\quad + (52 - 12\kappa)r + \kappa^2 + 2\kappa + 2z(r-1)((\kappa+1)^2 r^4 + 4(\kappa+1)r^3 - \\
 &\quad - 2(\kappa^2 - 9)r^2 - 8(\kappa-2)r + \kappa^2 + 2\kappa - 7) + \\
 &\quad + (1-r)^2 z^2((\kappa+1)^2 r^4 + 4(\kappa+1)r^3 - 2(\kappa^2 + 2\kappa - 7)r^2 - \\
 &\quad - 4(\kappa+1)r + (\kappa+1)^2) - 15); \\
 b_1 &= M^4(-(1-r)^2(3(\kappa+1)^2 r^4 - 4(\kappa^2 - 1)r^3 + 2(\kappa^2 - 6\kappa + 1)r^2 - \\
 &\quad - 4(\kappa^2 + 15)r + 3\kappa^2 + 6\kappa + 19)z^2 - 2(r-1)(3(\kappa+1)^2 r^4 - \\
 &\quad - 4(\kappa^2 - 1)r^3 + 2(\kappa^2 - 2\kappa + 5)r^2 - 4(\kappa^2 + 2\kappa + 13)r + \\
 &\quad + 3(\kappa+1)^2)z + (r-1)(3(\kappa+1)^2 r^3 + (-\kappa^2 + 6\kappa + 7)r^2 + \\
 &\quad + (\kappa+5)^2 r - 3\kappa^2 - 6\kappa + 13));
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_2 &= M^2(3z^2(\kappa+1)^2r^4 - 2z(\kappa+1)(z(4\kappa+2) - 3(\kappa+1))r^3 + \\
&\quad + (\kappa+1)(2(5\kappa-3)z^2 - 2(5\kappa+1)z + 3(\kappa+1))r^2 - \\
&\quad - 2(z-1)(\kappa+1)(-\kappa+z(4\kappa-2)+1)r + \\
&\quad + (z-1)(z(3\kappa^2+6\kappa+19) - 3(\kappa+1)^2)); \\
b_3 &= -(\kappa+1)^2(1+z(r-1))^2.
\end{aligned}$$

Для бариона спина 1/2, состоящего из скалярного дикварка и кварка, имеем:

$$\begin{aligned}
c_0 &= M^4(1-r)^2(z^2r^4 - 2zr^3(z-1) + r^2(z^2+z-1) - 4r(z-1) + z-1), \\
c_1 &= M^2(1-r)(z^2r^3 + zr^3(2-5z) + r(5z^2-6z+1) - z^2+1), \\
c_2 &= z(z-1).
\end{aligned}$$

Выпишем соответственно коэффициенты Q_i для векторного и скалярного дикварка:

$$\begin{aligned}
Q_0^V &= \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{1}{x^4} \left(\frac{1}{k_0^2 - rx} \right)^4 dx, & Q_1^V &= \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{1}{x^3} \left(\frac{1}{k_0^2 - rx} \right)^4 dx, \\
Q_2^V &= \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{1}{x^2} \left(\frac{1}{k_0^2 - rx} \right)^4 dx, & Q_3^V &= \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{1}{x^1} \left(\frac{1}{k_0^2 - rx} \right)^4 dx, \\
Q_0^S &= \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{1}{x^4} \left(\frac{1}{k_0^2 - rx} \right)^2 dx, & Q_1^S &= \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{1}{x^3} \left(\frac{1}{k_0^2 - rx} \right)^2 dx, \\
Q_2^S &= \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{1}{x^2} \left(\frac{1}{k_0^2 - rx} \right)^2 dx,
\end{aligned}$$

где

$$x_{\min} = \frac{M^2(1+z(r-1))^2}{z(1-z)}.$$

Следует отметить, что все интегралы, через которые выражаются коэффициенты Q_i , могут быть взяты в аналитическом виде. Однако мы не приводим здесь аналитические формулы для Q_i после интегрирования по x ввиду их громоздкости. Функции фрагментации $D_{(bc)1 \rightarrow \Omega_{(bcc)}^{1/2}}$ и $D_{(bc)1 \rightarrow \Omega_{(bcc)}^{3/2}}$ получаются из $D_{(bb)1 \rightarrow \Omega_{(bbc)}^{1/2}}$ и $D_{(bb)1 \rightarrow \Omega_{(bbc)}^{1/2}}$ заменой $M = 2m_b + m_c$ на $M = 2m_c + m_b$ и соответствующей замены r .

Результаты расчетов

Обычно при описании процессов фрагментации тяжелых кварков или дикварков в адроны используется феноменологическая функция — фрагментация Петерсона [10]. На рис. 3 показаны результаты наших расчетов КХД-мотивированной функции фрагментации $D_{(bb)1 \rightarrow \Omega_{(bbc)}^{1/2}}(z, \mu)$ от z при $\mu = \mu_0$ (кривая 3). Видно, что наш результат сильно отличается от параметризации Петерсона (кривая 1) и от результатов КХД-расчетов [11], выполненных без учета формфактора дикварка (кривая 2). Заметим, что в последнем случае сходимость интегралов по s в (12) обеспечивается выбором аномального хромоманнитного момента дикварка $\kappa = -1$, что, как было показано выше, противоречит результатам расчета в рамках теории возмущений КХД при асимптотически больших k^2 .

В работе [11] отношение функций фрагментации векторного дикварка в барион спина $3/2$ и в барион спина $1/2$ точно равно 2 и не зависит от z . Это является следствием того, что в [11] полагают $\kappa = -1$ и, тем самым, зануляют вклад аномального хромоманнитного момента дикварка в вершине взаимодействия с глюоном. На рис. 4 показан результат нашего расчета для отношения функций фрагментации векторного дикварка в барион спина $3/2$ и в барион спина $1/2$ при $\mu = \mu_0$. В отличие от расчетов работы [11] мы предсказываем значительное усиление выхода барионов спина $3/2$ в области больших $z \rightarrow 1$ (кривая 2).

Вероятность фрагментации дикварка в барион

$$P_{(QQ') \rightarrow B} = \int_0^1 D_{(QQ') \rightarrow B}(z, \mu) dz \quad (18)$$

не зависит от μ в ведущем порядке по константе сильного взаимодействия α_s . Полученные нами значения вероятностей фрагментации дикварков для различных барионов представлены в табл. 2.

Таблица 2

Дикварк	Барион	$\Psi_B(0)$, ГэВ $^{3/2}$	Вероятность фрагментации
$(bb)_1$	Ω_{bbc}^*	0.398	$1.475 \cdot 10^{-6}$
$(bb)_1$	Ω_{bbc}	0.398	$3.148 \cdot 10^{-6}$
$(bc)_1$	Ω_{bcc}^*	0.389	$1.404 \cdot 10^{-7}$
$(bc)_1$	Ω_{bcc}	0.389	$2.987 \cdot 10^{-7}$
$(bc)_0$	Ω'_{bcc}	0.389	$9.207 \cdot 10^{-7}$

Функция фрагментации $D_{(QQ') \rightarrow B}(z, \mu)$ удовлетворяет уравнению эволюции ГЛАП [12]

$$\mu \frac{\partial D(z, \mu)}{\partial \mu} = \int_z^1 \frac{dy}{y} P_{Q \rightarrow Q} \left(\frac{z}{y}, \mu \right) D_{D \rightarrow B}(y, \mu),$$

$$P_{Q \rightarrow Q}(x, \mu) = \frac{4\alpha_s(\mu)}{3\pi} \left(\frac{2x}{1-x} \right)_+.$$

КХД-эволюция уменьшает среднее значение доли импульса бариона $\langle z \rangle$. Например, мы получили для Ω_{bbc} -бариона, что $\langle z \rangle = 0.85$ при $\mu = \mu_0$ и $\langle z \rangle = 0.75$ при $\mu = M_z/2$. Изменение вида z -зависимости функции фрагментации при увеличении параметра μ продемонстрировано на рис. 5, где показана нормированная на единицу функция фрагментации $D_{(bb)_1 \rightarrow \Omega_{bbc}^{1/2}}(z, \mu)$ при $\mu = \mu_0$ и $\mu = 45$ ГэВ.

В заключение авторы выражают признательность В.В. Киселеву и А.К. Лиходеду за интерес к работе и полезные дискуссии по физике тяжелых барионов.

Литература

- [1] Fleck S., Richard J.// Prog. Theor. Phys. **82**, 760 (1989).
- [2] Киселев В.В., Лиходед А.К.// УФН. **172** (5), 497–550 (2002).
- [3] Falk A.F. et al.// Phys.Rev. **D49**, 555 (1994).
- [4] Guberina B. et al.// Nucl. Phys. **B174**, 317 (1980).
- [5] Goldstein G.R., Maharana J.// Nuovo Cimento **59**, 393 (1980).
- [6] Kiselev V.V. et al.// Phys. Lett. **B332**, 411 (1994).
- [7] Gershtein S.S. et al.// Phys. Rev. **D63**, 054021 (2000).
- [8] Martynenko A.P., Saleev V.A.// Phys. Lett. **B383**, 297 (1996); Saleev V.A.// Phys. Lett. **B426**, 384–392 (1998).
- [9] Braaten E., Cheng K., Yuan T.C.// Phys. Rev. **D48**, 4230 (1993)
- [10] Новожиллов Ю.В. Введение в физику элементарных частиц. М.: Наука, 1972.
- [11] Peterson C.// Phys. Rev. **D27**, 105 (1983).
- [12] Киселев В.В.// ЯФ, **62**, 2915 (1999).
- [13] Gribov V.N, Lipatov L.N.// Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972); Dokshitser Yu. A.// Sov. J. Phys. JETP **46**, 641 (1977); Altarelli G., Parisi G.// Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).

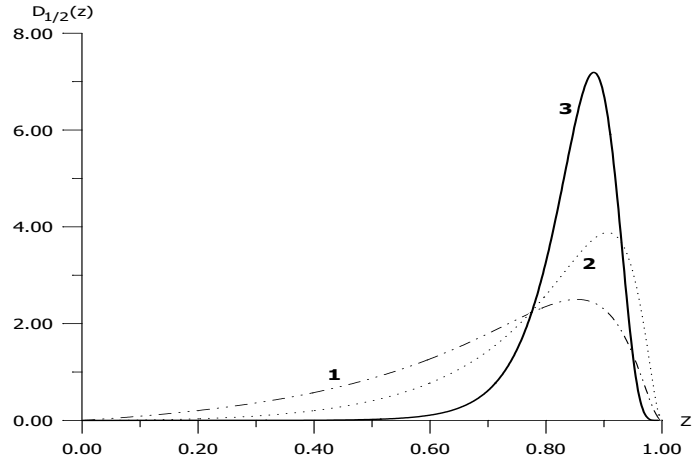


Рис. 3. Зависимость нормированной на единицу функции фрагментации $D_{1/2}(z, \mu^2)$ от z при $\mu = \mu_0$. Кривая 1 — феноменологическая параметризация [10], 2 — расчет по формуле (17) при $F = 1$ и 3 — расчет по формуле (17) с учетом формфактора F в виде (9)

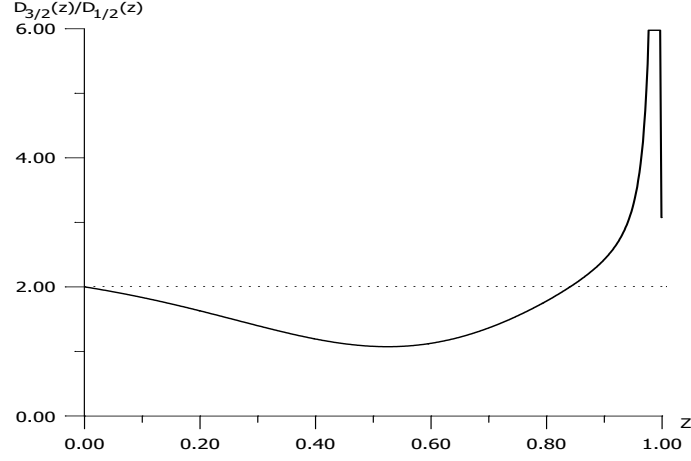


Рис. 4. Зависимость от z отношения функции фрагментации векторного (bb) -дикварка в (bbc) -барион со спином $3/2$ к функции фрагментации в барион спина $1/2$ при $\mu = \mu_0$

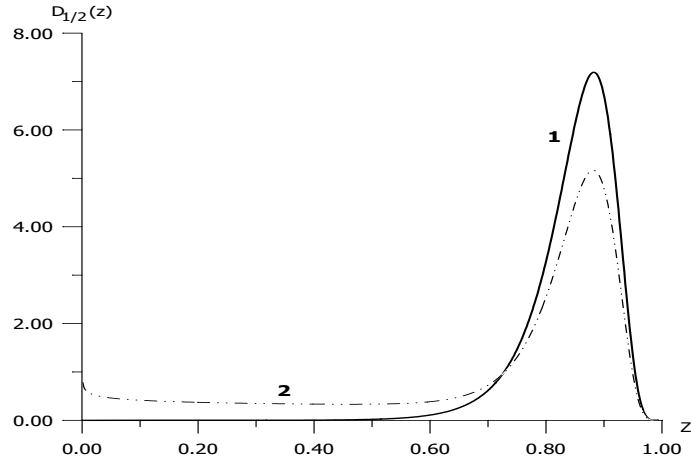


Рис. 5. Зависимость нормированной на единицу функции фрагментации $D_{(bb)_1 \rightarrow \Omega_{(bbc)}^{1/2}}(z, \mu)$ дикварка в барион спина $1/2$ при $\mu = \mu_0$ (кривая 1) и $\mu = 45$ ГэВ (кривая 2)

DOUBLE HEAVY DIQUARK INTO BARYONS FRAGMENTATION FUNCTION

© 2002 D.A. Günter, V.A. Saleev²

In the framework of perturbative QCD theory and nonrelativistic quark-diquark model of baryons the doubly heavy diquark into baryons fragmentation functions with spin $1/2$ and $3/2$ were analytically determined.

Поступила в редакцию 1/X/2002.

²Günter Dmitry Alexandrovich, Saleev Vladimir Anatol'evich (saleev@ssu.samara.ru), Dept. General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.