

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ D -МЕЗОНОВ В e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИВ.Г.Картвелишвили¹⁾, А.К.Лиходед, С.Р.Глабосницкий

Показано, что функция фрагментации c -кварка в D -мезон, вычисленная в работе [3], хорошо согласуется с новыми экспериментальными данными по инклюзивному образованию D -мезонов в e^+e^- -аннигиляции.

В последнее время функции фрагментации $D_H^Q(x)$ тяжелых кварков ($Q = c, b, \dots$) в адроны стали предметом интенсивного изучения [1–5]. Получаемые различными способами представления для $D_H^Q(x)$ имеют максимум вблизи $x = |p_H| / |p_Q| \approx 1$, в чем заключается характерное отличие $D_H^Q(x)$ от функций фрагментации $D_H^q(x)$ [6], легких кварков ($q = u, d, s$) сосредоточенных, в основном, в области малых x : $x = |p_H| / |p_q| \approx 0$. Ожидается, таким образом, что тяжелый кварк $Q(\bar{Q})$ фрагментирует в адрон $H = (Q\bar{q})$, $(\bar{Q}q)$ с импульсом p_H , близким к импульсу кварка p_Q .

Одно из представлений для $D_H^Q(x)$, полученное нами ранее [3] на основе "соотношения взаимности" между $D_H^Q(x)$ и функцией распределения кварка Q в адроне H , $f_H^Q(x)$, существенным образом связа-

¹⁾Тбилисский государственный университет

но с параметрами траекторий Редже $Q\bar{Q}$ -системы и имеет следующий вид:

$$D_H^Q(x) = \frac{\Gamma(2 + \gamma_H - a_Q - a_u)}{\Gamma(1 - a_Q) \Gamma(1 + \gamma_H - a_u)} x^{-a_Q} (1-x)^{\gamma_H - a_u}, \quad (1)$$

где $a_u = 1/2$ — пересечения $f - A_2$ -траекторий, a_Q — пересечение ведущей траектории $Q\bar{Q}$ -системы, а γ_H — параметр, определяющий поведение функции распределения $f_H^Q(x)$ (и, следовательно, $D_H^Q(x)$) при $x \rightarrow 1$ и связанный с аналогичным параметром γ_π для $f_q^\pi(x)$ соотношением [7]

$$\gamma_H = \frac{1}{4} \gamma_\pi \left(\frac{1}{1 - a_Q} + \frac{1}{1 - a_u} \right), \quad (2)$$

где $\gamma_\pi = 3/2$.

Таким образом, функция фрагментации тяжелого кварка (1) содержит один неизвестный параметр — пересечение траектории ($Q\bar{Q}$). Величину a_Q можно выразить через массы векторного m_V и тензорного m_T мезонов ($Q\bar{Q}$), используя предположение об обменном вырождении векторной и тензорной траекторий ($Q\bar{Q}$) [8]:

$$a_Q = 1 - \frac{m_V^2}{m_T^2 - m_V^2}. \quad (3)$$

Так, для s -кварка $m_V = m_{\psi} = 3,1$ ГэВ, $m_T = m_{\chi_2} = 3,55$ ГэВ, $a_s \approx -2,2$. Прямой проверкой сделанных нами предположений и формулы (1) является экспериментальное измерение инклюзивных спектров мезонов $H = (Q\bar{q})$ в e^+e^- -аннигиляции в адроны, где ¹⁾

$$D_H^Q(x) = \frac{1}{\sigma(H)} \frac{d\sigma(H)}{dx}, \quad (4)$$

$$x = \frac{|\mathbf{p}_H|}{|\mathbf{p}_Q|} \approx \frac{|\mathbf{p}_H|}{|\mathbf{p}_H^{max}|}; \quad (5)$$

здесь $\sigma(H)$ — сечение процесса $e^+e^- \rightarrow H + \dots$, $|\mathbf{p}_Q| = \frac{1}{2}\sqrt{S - 4m_Q^2}$, и в случае тяжелого кварка Q $m_Q \approx m_H$.

Появившиеся недавно экспериментальные данные об инклюзивных спектрах D -мезонов в e^+e^- -аннигиляции при энергии $\sqrt{S} \approx 7$ ГэВ [9] позволяют провести такую проверку для s -кварка ($Q = c$).

Отметим, что в реакции

$$e^+e^- \rightarrow D + \bar{D} + \dots \quad (6)$$

¹⁾ При малых энергиях существует неоднозначность в выборе скейлинговой переменной, исчезающая в пределе бесконечных энергий. Переменная x , определенная согласно формуле (5) является, на наш взгляд, наиболее подходящей при конечных энергиях.

могут рождаться не только псевдоскалярные, но и векторные D^* -мезоны, распадающиеся впоследствии по каналу $D^* \rightarrow D + \pi(\gamma)$. Действительно, наблюдаемое на опыте превышение сечения образования нейтральных D -мезонов ($\sigma(D^0) + \sigma(\bar{D}^0) = 3,2 \pm 0,9$ нбн) по сравнению с сечением образования заряженных D -мезонов ($\sigma(D^+) + \sigma(D^-) = 1,7 \pm 0,7$ нбн) можно объяснить значительным вкладом векторных D^* -мезонов. Таким образом, инклюзивный спектр псевдоскалярных D -мезонов следует представить в виде суммы двух членов

$$\frac{1}{\sigma(D)} \frac{d\sigma(D)}{dx} = (1 - \beta) D_D^c(x) + \beta \frac{1}{2\kappa} \int_{x_-}^A \frac{dy}{y} D_D^c(y), \quad (7)$$

где первый член соответствует прямому рождению D , а второй член описывает рождение D^* и распад $D^* \rightarrow D + \pi(\gamma)$. Параметр β определяет вероятность фрагментации c -кварка в векторный мезон, а величины κ , x_- и A определяются кинематикой распада $D^* \rightarrow D + \pi(\gamma)$ и равны

$$\kappa = \frac{q}{m_{D^*}}, \quad \kappa_0 = \frac{q_0}{m_{D^*}}, \quad q_0 = \sqrt{m_D^2 + q^2},$$

$$x_{\pm} = \frac{x}{\kappa_0 \mp \kappa}, \quad A = \theta(1 - x_+)x_+ + \theta(x_+ - 1) \cdot 1,$$

где q — импульс D -мезона в системе покоя распадающегося D^* , m_{D^*} и m_D — массы соответственно векторного и псевдоскалярного D -мезонов.

Можно думать, что при достаточном удалении от порога образования $D\bar{D}$, векторные состояния D^* появляются в три раза чаще, чем псевдоскалярные (пропорционально статистическому весу $2J + 1$), т.е. $\beta = 3/4$.

Инклюзивный спектр псевдоскалярных D -мезонов, вычисленный при этом значении параметра β с учетом кинематики распада по формуле (7) представлен на рис. 1 в сравнении с экспериментальными данными [9].

Теоретическая кривая нормирована так, что

$$\sigma(D) + \sigma(\bar{D}) = 2\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}) = 2 \cdot 3 \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3S}. \quad (8)$$

Получаемое при усреднении по интервалу энергий $\sqrt{S} = 6 \div 7,8$ ГэВ сечение $5,0$ нбн хорошо согласуется с экспериментальным значением $4,8 \pm 1,3$ нбн (такое согласие указывает на то, что сечение образования F -мезонов и очарованных барионов при этой энергии мало по сравнению с сечением образования D -мезонов).

Как видно из рис. 1, имеет место хорошее согласие наших предсказаний с экспериментом.

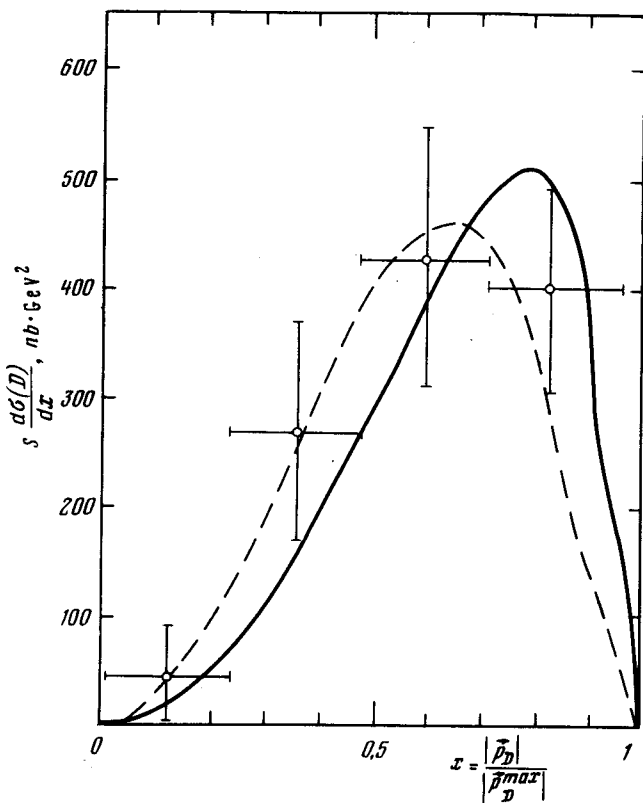


Рис. 1. Суммарное распределение заряженных и нейтральных D -мезонов в e^+e^- -аннигиляции при энергии 7ГэВ, по переменной $x = |\vec{p}_D| / |\vec{p}_D^{max}|$. Кривые вычислены по формулам (1) и (7) при следующих значениях параметров: $a_c = -2,2$; $\gamma_D = 0,9$ ($D_D^c(x) = 6,22x^{2,2}(1-x)^{0,1}$, сплошная кривая) и $\gamma_D = 1,5$, ($D_D^c(x) = 13,44x^{2,2}(1-x)$, пунктирная кривая). Экспериментальные данные взяты из работы [9].

Асимметрия в выходах заряженных и нейтральных D -мезонов возникает из-за того, что заряженный D^{*+} -мезон распадается по каналам $D^{*+} \rightarrow D^+ + \pi^0(\gamma)$ и $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi^+$ с приблизительно одинаковой вероятностью, тогда как нейтральный D^{*0} распадается исключительно по каналам $D^{*0} \rightarrow D^0 + \pi^0(\gamma)$. Учитывая этот факт, по формуле (7) нетрудно вычислить инклюзивные спектры заряженных и нейтральных D -мезонов, которые представлены на рис. 2. При этом

$$\sigma(D^0) + \sigma(\bar{D}^0) = 3,44 \text{ нбн},$$

$$\sigma(D^+) + \sigma(D^-) = 1,56 \text{ нбн}.$$

что следует сравнить с экспериментальными значениями соответственно $3,2 \pm 0,9$ нбн и $1,7 \pm 0,7$ нбн.

Исходя из стандартных предположений относительно подавления странного моря [8], мы ожидаем, что сечение образования F -мезонов составляет $\sim 20\%$ от сечения образования D -мезонов.

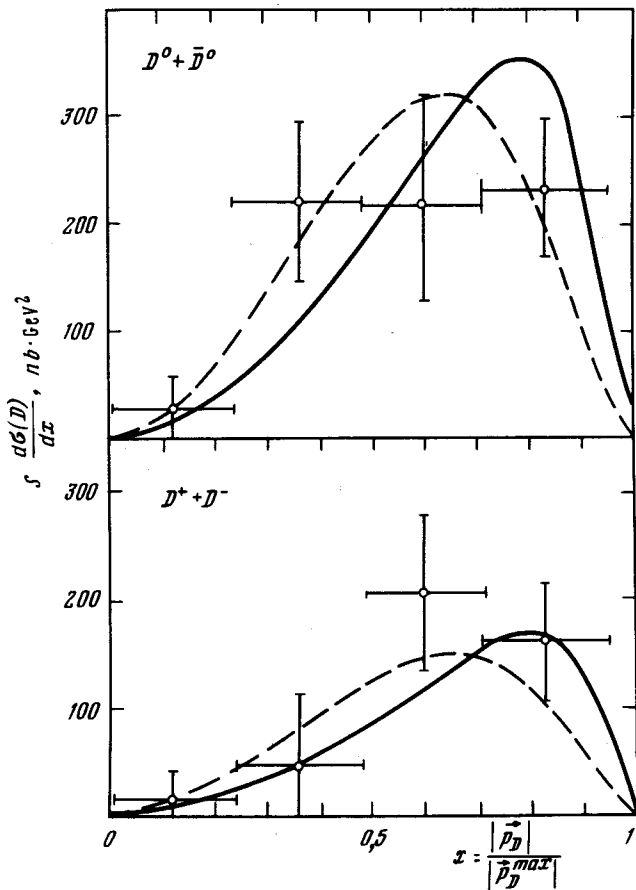


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для нейтральных (вверху) и заряженных (внизу) D -мезонов по отдельности

В заключение отметим, что параметр γ_H в формуле (1) вычислялся нами в предположении о тензорной доминантности для связи поперонной траектории с адроном H [10] (см. соотношение (2)). В этом предположении утяжеление кварка Q приводит к понижению пересечения α_Q и к уменьшению параметра γ_H , что, в свою очередь, приводит к уменьшению полного сечения взаимодействия частиц, содержащих тяжелые кварки. В кварк-партонной модели этому соответствует понижение нормировки моря кварк-антикварковых пар [7]. Если, однако, соотношение (2) не выполняется, в функции фрагментации (1) мы имеем два независимых параметра α_Q и γ_H . В качестве примера на рис. 1 и 2 пунктирными кривыми представлены инклюзивные распределения D -мезонов, вычисленные в предположении $\gamma_D = \gamma_\pi = 3/2$. Как видно из рисунков, существующие экспериментальные данные не позволяют отдать предпочтение какой-либо из двух возможностей ($\gamma_D = 0,9$ или $\gamma_D = 1,5$).

Авторы признательны С.С.Герштейну и В.А.Петрову за плодотворные обсуждения.

Литература

- [1] M.Suzuki. Preprint LBL-6173, Berkeley, 1977; M.Suzuki. Preprint TH 2369-CERN, Geneva, 1977.
 - [2] Y.D.Bjorken. Phys. Rev., D17, 171, 1978.
 - [3] V.G.Kartvelishvili, A.K.Likhoded, V.A.Petrov. Phys. Lett., 78B, 615, 1978.
 - [4] S.Pokorsky. Warsaw preprint IFT16/77, 1977.
 - [5] Y.Dias de Deus. Nucl. Phys., B138, 465, 1978.
 - [6] R.D.Field, R.P.Feynman. Phys. Rev., D15, 2590, 1977.
 - [7] P.V.Chliapnikov, V.G.Kartvelishvili, V.V.Khiazev, A.K.Likhoded. Nucl. Phys., B148, 400, 1979.
 - [8] В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед. ЯФ, 29, 757, 1979.
 - [9] P.A.Rapidis et al. Preprint SLAC-PUB-2184, LBL-8143, Stanford, 1978.
 - [10] R.Carlitz, M.B.Green, A. Zee. Phys. Rev., D4, 3439, 1971.
-