

ОБРАЗОВАНИЕ ОЧАРОВАННЫХ МЕЗОНОВ В ПИОН-ПРОТОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Э.А.Чобан

Рассмотрен вклад квазипартонного механизма, предложенного в работах [1, 2], в сечение инклюзивного рождения D , \bar{D} -мезонов при столкновении пионов с протонами. Показано, что он заметно превосходит вклад механизмов квантовой хромодинамики (КХД), применимых в рамках теории возмущений.

Экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время [3 – 7], не оставляют сомнения в том, что в адрон-адронных (в частности, пион-протонных) соударениях образуются очарованные мезоны. Важно понимать, по каким каналам происходит их рождение. В литературе широко обсуждались механизмы КХД в рамках теории возмущений (см., например, [8 – 11]). Суть этих механизмов сводится к тому, что на жесткой стадии процесса возникает пара c , \bar{c} -кварков как в результате слияния двух глюонов, имеющих в начальных адронах, так и в результате аннигиляции кварка и антикварка. Величина сечения, определяемого механизмами КХД, зависит квадратично от эффективной константы кварк-глюонного взаимодействия, которую в случае трех ароматов можно записать в виде

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{27 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad (1)$$

где Q – переданный импульс в кварк-глюонной вершине, а Λ – параметр, связанный с радиусом конфайнмента. Авторы работ [8 – 11] полагали $\Lambda = 500$ МэВ, что приводит к $\alpha_S \approx 0,38$ для $Q^2 = 4m_c^2$, где m_c – масса c -кварка (берем $m_c = 1,55$ ГэВ). Недавние эксперименты по e^-e^+ -аннигиляции [12] и глубоко неупругому рассеянию [13, 14] свидетельствуют о том, что $\Lambda \approx 100$ МэВ. В соответствии с равенством (1) такая величина Λ для указанных выше Q^2 дает значение $\alpha_S \approx 0,2$ при котором сечение рождения очарованных мезонов в адрон-адронных столкновениях за счет механизмов КХД становится существенно меньше экспериментальных величин. Поэтому возникает вопрос, какие добавочные механизмы могут приводить к образованию D, \bar{D} -мезонов.

Настоящая статья посвящена рассмотрению вклада в $\sigma(\pi^+p \rightarrow D\bar{D} + \dots)$ квазипартонного механизма, предложенного в работах [1, 2]. В соответствии с этим механизмом на жесткой стадии процесса рождаются системы \bar{D} (\bar{D}^*), c и D (D^*), \bar{c} в реакциях:

$$\pi^+ + p \rightarrow \bar{D}(D) + c(\bar{c}) + \dots, \quad (2)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \bar{D}^*(D^*) + c(\bar{c}) + \dots, \quad (3)$$

где $\bar{D}(D)$, $\bar{D}^*(D^*)$ обозначают \bar{D}^0 , $D^-(D^0, D^+)$ - или \bar{D}^{*0} , $D^{*-}(D^{*0}, D^{*+})$ -мезоны. Процессы (2) и (3) могут идти в двух каналах: кварк (антикварк)-глюонном и кварк (антикварк)-кварковом (антикварковом), — примеры диаграмм которых изображены на рис.1. На этих диаграммах под $q(\bar{q})$ подразумевается легкий (u или d) кварк (антикварк), а обозначения $\bar{D}(D)$,

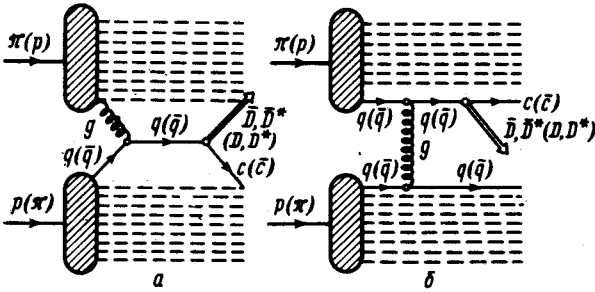


Рис.1.Примеры диаграмм процессов (2) и (3): а — в кварк (антикварк)-глюонном канале, б — в кварк (антикварк)-кварковом (антикварковом) канале.

$\bar{D}^*(D^*)$ пояснены выше. Выделяя в сечениях процессов (2), (3) α_S и константы γ , β от вершин переходов $q(\bar{q}) \rightarrow \bar{D}c(D\bar{c})$, $q(\bar{q}) \rightarrow \bar{D}^*c(D^*\bar{c})$ виртуальных кварков (см. [1, 2]), представим инклюзивное сечение $\sigma(\pi^{\pm}p \rightarrow D\bar{D} + \dots)$ в кварк (антикварк)-глюонном канале, обозначаемое через σ_D^{gq} , следующим образом:

$$\sigma_{D\bar{D}}^{gq} = \alpha_S (A_1 \gamma + B_1 \beta), \quad (4)$$

а в кварк (антикварк)-кварковом (антикварковом) канале (его мы обозначаем через σ_D^{qq}) в виде

$$\sigma_{D\bar{D}}^{qq} = \alpha_S^2 (A_2 \gamma + B_2 \beta). \quad (5)$$

Входящие сюда величины A_1 , A_2 , B_1 , B_2 приведены на рис.2 в зависимости от энергии начальных частиц в реакциях (2), (3). При численном нахождении этих величин распределения $u(\bar{u})$ - и $d(\bar{d})$ -кварков в протоне и π^{\pm} -мезонах были взяты из работы Фейнмана и Филда [15], а глюонные распределения, необходимые для вычисления $\sigma_{D\bar{D}}^{gq}$, брались, следуя [10] в двух моделях:

$$G_g^{\pi}(x) = \frac{1,2}{x} (x \ln x + (1 - x^2)); G_g^p(x) = 12,6(1 - x)^5 + \frac{1,6}{x} (1 - x)^7, \quad (6)$$

$$G_g^{\pi}(x) = \frac{1}{x} [0,16(1 - x) + 3,2 \exp(-(x/0,15)^2)]; G_g^p(x) = \frac{1}{x} [0,4(1 - x)^4 + 3,2 \exp(-(x/0,15)^2)]. \quad (7)$$

Учитывая совпадение глюонных распределений, а также распределений валентных и морских кварков и антикварков в π^+ - и π^- -мезонах, нетрудно показать, что в квазипартонном механизме $\sigma(\pi^+p \rightarrow D\bar{D} + \dots) = \sigma(\pi^-p \rightarrow D\bar{D} + \dots)$.

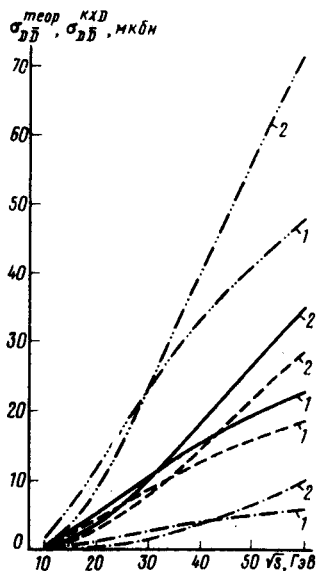
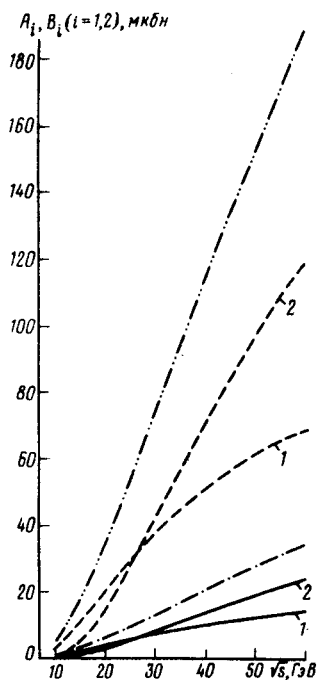


Рис.2. Энергетические зависимости величин A_1 (—), A_2 (— · — · —), B_1 (- - - - -), B_2 (— · — · —), входящих в равенства (4), (5), для распределений (6) и (7) — цифры 1 и 2

Рис.3. Энергетические зависимости сечений $\sigma_{DD}^{\text{теор}}$ (— · — · — при $\beta_{\lambda=0} = 1,9$; - - - - при $\beta_{\lambda=1} = 0,5$; — при $\beta = 0,7$) и $\sigma_{DD}^{\text{КХД}}$ (— · — · —) для значений α_S и γ (8), причем цифры 1 и 2 соответствуют распределениям (6) и (7)

Для получения σ_{DD}^{gq} и σ_{DD}^{qq} необходимо выяснить, каковы значения величин α_S , γ и β . Так как учет зависимости α_S от Q^2 (см. (1)) приводит к изменению сечений, не превышающему точности вычислений, которая составляла $5 \div 6\%$, то берем α_S при $Q^2 = (m_D + m_c)^2$, где m_D — средняя масса D - или D^* -дублета ($m_D = 1,866$ ГэВ, $m_{D^*} = 2,007$ ГэВ).

Тогда для $\Lambda = 100$ МэВ получаем значение $\alpha_S \approx 0,2$, которое и используется в дальнейшем. Величина $\gamma = 0,5 \pm 0,2$ найдена в работе [2] из нейтринных данных по однозарядным димконам. Константа β получена в работе [1] из экспериментального сечения фоторождения $D^0 \bar{D}^0$ -пары в реакции $\gamma N \rightarrow D^0 \bar{D}^0 X$. Она оказалась различной для разных значений аномального магнитного момента $D^{*\pm}$ -мезонов, который мы обозначаем через λ . Если пересчитать КХД-сечение реакции $\gamma N \rightarrow c \bar{c} + \dots$, использованное в работе [1] при $\alpha_S = 0,35$, к $\alpha_S = 0,2$, то для $\lambda = 0$ и $\lambda = 1$ имеем соответственно $\beta_{\lambda=0} = 1,9 \pm 1,2$ и $\beta_{\lambda=1} = 0,50 \pm 0,35$. Ошибки в этих величинах значительны и определяются главным образом не погрешностью экспериментального сечения процесса $\gamma N \rightarrow D^0 \bar{D}^0 X$, а большой неточностью в знании брэнчингов распадов c -кварка в D -

D^* -мезоны (см. [1]). По этой причине мы считаем необходимым привести дополнительно значение $\beta = 0,7 \pm 0,2$, полученное из данных ISR для $\sigma(pp \rightarrow D\bar{D} + \dots)$ при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ [3] и имеющее меньшую погрешность, чем $\beta_{\lambda=0}$ и $\beta_{\lambda=1}$ из фоторождения¹⁾. Выбор этих данных объясняется тем, что они не содержат неопределенной A -зависимости как это имеет место в beam dump-эксперименте [3, 4]. Таким образом, оценки $\sigma(\pi^\pm p \rightarrow D\bar{D} + \dots)$ в квазипартонном механизме будем делать при следующих значениях констант связи α_S , γ и β :

$$\alpha_S = 0,2; \quad \gamma = 0,5 \pm 0,2; \quad \beta_{\lambda=0} = 1,9 \pm 1,2; \quad \beta_{\lambda=1} = 0,50 \pm 0,35; \quad (8)$$

$$\beta = 0,7 \pm 0,2.$$

На рис.3 приведены графики зависимости $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{теор}} = \sigma_{D\bar{D}}^{gq} + \sigma_{D\bar{D}}^{qq} + \sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}}$ от энергии начальных частиц в процессе $\pi^+ p \rightarrow D\bar{D} + \dots$ для значений констант (8). Под $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}}$ мы подразумеваем вклад механизмов КХД в сечение реакции $\pi^+ p \rightarrow D\bar{D} + \dots$, пересчитанный из работы [10] от $\alpha_S (Q^2 = 4m_D^2) = 0,35$ к $\alpha_S = 0,2$. Для сравнения он изображен на рис.3 отдельно. Мы видим, что вклад квазипартонного механизма заметно превышает $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}}$. В случае процесса $\pi^- p \rightarrow D\bar{D} + \dots$ интересно сопоставить $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{теор}}$ с экспериментальными сечениями $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{эксп}}$, полученными в работах [5 - 7]

соответственно при энергиях π^- -мезонов, $E_\pi = 70$ ГэВ, $E_\pi = 225$ ГэВ, $E_\pi = 340$ ГэВ, а также с $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}}$, практически точно совпадающими с упоминавшимися выше $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}}$ для реакции $\pi^+ p \rightarrow D\bar{D} + \dots$, ибо вклад механизма КХД $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$, в котором имеется отличие, не превышает 1% от $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{теор}}$. Будем брать в качестве примера $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{теор}}$ для $\beta_{\lambda=0} = 1,9 \pm 1,2$ и глюонных распределений в модели (6). Тогда в случае $E_\pi = 70$ ГэВ имеем $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{эксп}} = 19 \pm 11$ мкбн [5], $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}} = 0,21$ мкбн [10], $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{теор}} = 2,9 \pm 1,6$ мкбн. В работе [6] получены ограничения сверху на $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{эксп}}$

при $E_\pi = 225$ ГэВ для различных моделей идентификации D -мезонов: $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{эксп}} < 10,4$ мкбн и $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{эксп}} < 6,2$ мкбн. Механизмы КХД дают при этой энергии $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}} = 1,2$ мкбн [10], а наши результаты соответствуют $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{теор}} = 13 \pm 7$ мкбн. Наконец, для $E_\pi = 340$ ГэВ имеем $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{эксп}} = 35 + 40$ мкбн [7], $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}} = 1,9$ мкбн [10], $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{теор}} = 18 \pm 10$ мкбн.

Сравнение указанных выше сечений дает основание заключить, что для реакции $\pi^- p \rightarrow D\bar{D} + \dots$ механизмы КХД приводят к $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{КХД}}$, которые заметно меньше экспериментальных величин, а учет вклада квазипартонного механизма в $\sigma(\pi^- p \rightarrow D\bar{D} + \dots)$ существенно улучшает согласие теории и эксперимента.

Поступила в редакцию
10 августа 1981г.

Политехнический институт
им. М.И.Калинина

После переработки
29 октября 1981г.

¹⁾Рассмотрению вклада квазипартонного механизма в $\sigma(pp \rightarrow D\bar{D} + \dots)$ будет посвящена отдельная статья.

Литература

- [1] Чобан Э.А. ЯФ, 1981, 33, 221.
 - [2] Чобан Э.А. ЯФ, 1981, 33, 1107.
 - [3] Geist W.M. Preprint CERN/EP 79-78, July, 1979.
 - [4] Wachsmuth H. Preprint CERN/EP 79-115, October, 1979.
 - [5] Barloutaud R. et. al. Nucl.Phys., 1980, B172, 25.
 - [6] Johckheere A.M. et al. Phys. Rev., 1977, D16, 2073.
 - [7] Allison W. et al. Phys. Lett., 1980, B93, 509.
 - [8] Halzen F., Matsuda S. Phys. Rev., 1978, D17, 1344.
 - [9] Jones L.M., Wyld H.W. Phys. Rev., 1978, D17, 1782.
 - [10] Babcock J., Sivers D., Wolfram S. Phys. Rev., 1978, D18, 162.
 - [11] Winder R., Michael C. Nucl. Phys., 1980, B173, 59.
 - [12] Wiik B.H. Preprint DESY -80/124, December, 1980.
 - [13] Norton P. Report on XX International Conference on High Energy Physics, Madison, July, 1980.
 - [14] Aubert J.J. Report on XVI Rencontre de Moriond, March, 1981.
 - [15] Feynman R.P., Field R. D. , Phys.Rev., 1977, D15, 2590.
-