

## ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ ВЫХОД $D$ -МЕЗОНОВ В АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

*В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед*

Малость  $c$ -кваркового "моря" в обычных адронах приводит к необходимости рассматривать двух-глюонное рождение чарма. Для случая  $D$ -мезонов это отвечает рождению малых инвариантных масс пары  $D\bar{D}$  и доминированию двух первых парциальных волн  $c\bar{c}$ -кварков. Малость взаимодействия, приводящего к сверх тонкому расщеплению  $D - D^*$ , приводит к тому, что сечение рождения  $D^*$  существенно больше, чем  $D$ , т. е.  $\sigma(D^*\bar{D}^*) \gg \sigma(D\bar{D})$ .

Существующие данные по адронному рождению  $\psi$ -частиц указывают, по-видимому, на очень низкий уровень "моря"  $c$ -кварков в обычных адронах. Действительно, рост сечения рождения  $\psi$  при больших энергиях связывается в некоторых моделях [1] с разрешенным по правилу Цвейга рождением  $\psi + D\bar{D}$  из  $c$ -кваркового "моря". Однако, поиск дополнительных к  $\psi$  мюонов в области энергий  $p_{lab} \sim 200 + 300$  Гэв/с приводит к отношению  $\frac{\sigma_{\psi DD}}{\sigma_{\psi}} \lesssim 3\%$  и  $\frac{\sigma_{\psi\psi}}{\sigma_{\psi}} \lesssim 7\%$  [2], вместо ожидаемых в этих моделях 70 и 30% соответственно. Сечения адронного рождения  $D$ -ме-

зонов, получаемые в подобных моделях, также значительно превышают верхние границы, полученные недавно в экспериментах FNAL при  $300 \div 400 \text{ Гэв/с}$  [3].

Возможно, однако, что при больших энергиях основной вклад в сечение рождения  $\psi$  при малых  $x = 2P_e/\sqrt{s}$  связан не со "слипанием"  $c\bar{c}$ -кварков из "моря", а с рождением зарядово четных  $P_c$ -состояний из глюонного "моря", с последующими распадами по каналу  $P_c \rightarrow \psi\gamma$  [4,5]. При этом,  $c$ -кварковое "море", по-видимому, отсутствует, а  $c\bar{c}$ -пары появляются только в результате глюон-глюонного взаимодействия.

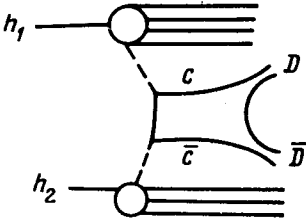


Рис. 1

В таком случае, следует ожидать, что  $D$ -мезоны будут рождаться парами, посредством рождения пары  $c\bar{c}$  из двух глюонов, как показано на рис. 1. Соответствующие сечения рождения пары  $D\bar{D}$  должны быть поэтому одного порядка с сечениями рождения  $P_c$ -состояний. В рамках партонной модели [4], сечение процесса, изображенного на рис. 1, равно:

$$\frac{d\sigma}{dM_{D\bar{D}}^2} = \frac{1}{M_{D\bar{D}}^2} \tilde{\sigma}_{gg \rightarrow D\bar{D}}(M_{D\bar{D}}^2) \cdot \int_{\tau}^1 f_g^1(x) f_g^2\left(\frac{\tau}{x}\right) \frac{dx}{x} \quad (1)$$

Если для функций распределения глюонов в протоне  $f_g(x)$  воспользоваться параметризацией  $f_g(x) = 3/8 (1-x)^5$  [4], то интеграл

$$\int_{\tau}^1 f_g^1(x) f_g^2\left(\frac{\tau}{x}\right) \frac{dx}{x} \quad (2)$$

в интересующей нас области  $\tau = M_{D\bar{D}}^2/s$ ,  $0,08 \leq \tau \leq 0,4$  хорошо аппроксимируется простой экспоненциальной зависимостью  $\approx 0,035 e^{-2,5\tau}$ . Такое сильное обрезание по эффективной массе пары  $D\bar{D}$  приводит к тому, что основной вклад в сечение рождения  $D$ -мезонов возникает от области масс  $M_{D\bar{D}}$ , близких к порогу. Поэтому можно предположить, что сечение рождения пары  $c\bar{c}$  насыщается за счет  $s$  и  $p$  волн, что отвечает  $P$  и  $S$  состояниям системы  $D\bar{D}$  соответственно. Вклад  $S$  и  $P$  волн системы  $D\bar{D}$  с учетом фактора  $k^{2L+1}$  ( $k$  – относительный импульс, а  $L$  – орбитальный момент системы  $D\bar{D}$ ) показан на рис. 2. Из рисунка видно, что основной вклад в сечение рождения  $D$ -мезонов при  $\sqrt{s} \approx 24 \text{ Гэв}$  дает область масс  $M_{D\bar{D}}$  около  $5 \text{ Гэв}$ . Сечение выхода пары  $D\bar{D}$  оказывается при этом порядка  $40 \text{ nb}$ .

Можно оценить относительный выход  $D$  и  $D^*$ -мезонов, если пренебречь спин-спиновым взаимодействием тяжелого и легкого кварков [6].

Следуя методу оценки относительных вероятностей рождения

$$D\bar{D} : (D\bar{D}^* + D^*\bar{D}) : D^*\bar{D}^* = P_{00} : (P_{01} + P_{10}) : P_{11} \quad (3)$$

в  $e^+e^-$ -аннигиляции, используемому в работе [6], нетрудно получить аналогичные соотношения для случая адронного рождения пары  $D$ -мезонов в  $S$  и  $P$  волне из двух глюонов (рис. 1). Результаты приведены в таблице. Используя эти данные и известное соотношение  $\sigma(gg \rightarrow 0^{++})$ :  $\sigma(gg \rightarrow 2^{++}) = 3/4$ , нетрудно получить, что в случае рождения пары  $c\bar{c}$  в  $p$ -волне ( $S$ -волна системы  $D\bar{D}$ ) отношение (3) имеет вид:

$$P_{00} : (P_{10} + P_{01}) : P_{11} = 3 : 0 : 25. \quad (4)$$

$J^{PC}$	$P_{00}$	$P_{10} + P_{01}$	$P_{11}$
$0^{-+}$	0	0,5	0,5
$0^{++}$	0,25	0	0,75
$2^{++}$	0	0	1

Относительные вероятности рождения:  $DD(P_{00})$ ,  $D^*D + DD^*(P_{10} + P_{01})$  и  $D^*D^*(P_{11})$ .

В случае же  $s$ -волны  $c\bar{c}$  ( $P$ -волна  $D\bar{D}$ ) имеем:

$$P_{00} : (P_{01} + P_{10}) : P_{11} = 0 : 1 : 1. \quad (5)$$

Из этих соотношений видно, что в адрон-адронных столкновениях рождаются преимущественно векторные  $D^*$ -мезоны. Это обстоятельство должно несколько усложнить поиск частицы с "открытым" очарованием в системе отдачи регистрируемого псевдоскалярного  $D$ -мезона.

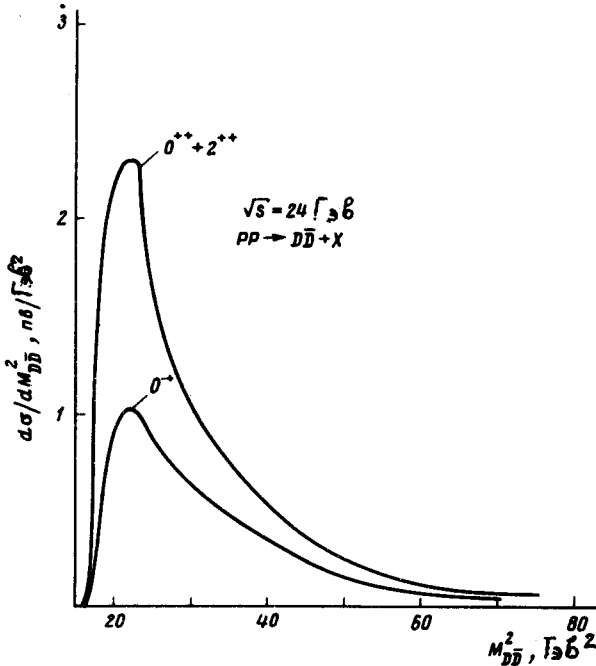


Рис. 2

Аналогичные результаты можно получить и для случая рождения  $F$  и  $F^*$ -мезонов. Ввиду того, что распад  $F^*$  идет в основном по каналу  $F^* \rightarrow F\gamma$ , преобладающее рождение  $F^*$  приведет к тому, что псевдоскалярный  $F$ -мезон будет в основном появляться в адронных столкновениях в сопровождении  $\gamma$ -квантом.

Наблюдение в реакции  $e^+e^-$  адроны резонанса с массой  $4,028 \text{ Гэв}$ , интерпретируемого как "молекулярное" состояние  $D^*\bar{D}^*$  позволяет предположить существование аналогичных резонансов в системе  $D\bar{D}(F\bar{F})$ , с другими квантовыми числами [7, 8]. Наличие таких "молекул" может несколько изменить форму спектра эффективных масс  $D\bar{D}$  (рис. 2) и повысить сечение парного рождения  $D$ -и  $F$ -мезонов. В случае  $S$ -волновых молекулярных состояний  $D\bar{D}$ , ввиду отсутствия центробежного барьера, могут оказаться значительными распады этих состояний в частицы со скрытым чармом и обычные адроны. Последнее обстоятельство может оказаться существенным, в частности, в адронном рождении  $\psi'(3,7)$ -мезона.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность А.М.Зайцеву, Г.П.Пронько и С.Р. Слабоспицкому за плодотворные обсуждения.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию  
28 мая 1977 г.

### Литература

- [1] D.Sivers. Nucl. Phys., B106, 95, 1976. В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, Г.П.Пронько. Препринт ИФВЭ ОТФ 76, Серпухов, 1976; А.М.Зайцев, В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, Г.П.Пронько. Письма в ЖЭТФ, 23, 664, 1976. A.Donnachie, P.V.Landshoff. Nucl. Phys., B112, 1976, 233.
- [2] M.Binkley et al. Phys. Rev. Lett., 37, 578, 1976; J.G.Branson et al. Phys. Rev. Lett., 38, 580, 1977.
- [3] G.Coremans-Bertrand et al. Phys. Lett., 65B, 480, 1976.
- [4] M.B.Einhorn, S.D.Ellis. Phys. Rev., D12, 2007, 1975.
- [5] С.Е.Карлсон, R.Suaya. Phys. Rev. D14, 3115, 1976; В.Г.Картвелишвили, А.К. Лиходед, С.Р.Слабоспицкий. Препринт ИФВЭ ОТФ 77-50, Серпухов, 1977.
- [6] A.De Rujula, H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 37, 398, 1976.
- [7] М.Б.Волошин, Л.Б.Окунь. Письма в ЖЭТФ, 23, 369, 1976; A.De Rujula, H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 38, 317, 1977.