

АДРОННЫЕ МОЛЕКУЛЫ И АТОМ ЧАРМОНИЯ

М.Б.Волошин, Л.Б.Окунь

Рассматривается возможность существования уровней в системе очарованная частица – очарованная античастица, возникающих из-за обмена обычными мезонами (ω , ρ , ϵ , ϕ и т. д.). Предлагается интерпретация резонансов в e^+e^- -аннигиляции в области 3,9 – 4,5 Гэв.

Совокупность широкого круга данных указывает на то, что ψ , ψ' и другие "псионы" (χ , P_C , X) являются различными состояниями чармония, связанного состояния c - и \bar{c} -кварков [1]. Однако, о количественном согласии между моделью чармония и экспериментальными данными по положению уровней и их ширинам говорить пока нельзя. Мы хотели бы здесь отметить, что на простую кварково-глюонную "атомную" структуру чармония должна наложиться существенно более сложная и в некотором смысле менее фундаментальная структура уровней "молекулярного" типа, представляющих собой связанные состояния очарованного адрона и очарованного антиадрона. Например, связанные и (или) резонансные димезонные состояния $D\bar{D}$ ($D^+ = c\bar{n}$, $D^0 = c\bar{p}$), а также состояния типа $C\bar{C}$ где C – очарованный барион.

Для грубой оценки предположим, следуя работам [3], что также, как и для уровней системы нуклон – антинуклон, потенциал, действующий между частицей и античастицей, обусловлен обменом ω , ρ , ϕ , ϵ и другими более массивными мезонами. Потенциал между D и \bar{D} запишем в виде

$$U^T = U_0 + \vec{r}_1 \vec{r}_2 U_1 = U_0 + [2T(T+1) - 3]U_1,$$

где T – изоспин системы $D\bar{D}$ ($T = 1, 0$). Если U_0 (U_1) обусловлено обменом ω (ρ)-мезоном, то в статическом пределе: $U_0 = -\alpha_\omega \exp(-\mu r)/r$, $U_1 = \alpha_\rho \exp(-\mu r)/r$, где $\alpha_\omega = g_{\omega D\bar{D}}^2$, $\alpha_\rho = g_{\rho D\bar{D}}^2$, $\mu \approx 780$ Мэв. Следовательно, $U^{0,1} = -\alpha^{0,1} \exp(-\mu r)/r$, где $\alpha^0 = \alpha_\omega + 3\alpha_\rho$, $\alpha^1 = \alpha_\omega - \alpha_\rho$. Согласно простейшим кварковым диаграммам, $\alpha_\omega \approx \alpha_\rho$; того же требует векторная доминантность и обменное вырождение (дуальность). Поэтому $|U^1| \ll |U^0|$. Оценки дают $2,8 \lesssim \alpha^0 \lesssim 4,4$, $0 \lesssim \alpha^1 \lesssim 1,7$. Этот разброс соответствует трем вариантам:

$$а) \alpha_{\rho N\bar{N}} \approx 0,7, \quad \alpha_{\omega N\bar{N}} \approx 21 \quad \Rightarrow \quad \alpha^0 \approx 4,4, \quad \alpha^1 \approx 1,7,$$

$$б) \alpha_{\rho N\bar{N}} \approx 0,7, \quad \alpha_{\omega N\bar{N}} \approx 9 \quad \Rightarrow \quad \alpha^0 \approx 3, \quad \alpha^1 \approx 0,3,$$

$$в) \alpha_{\rho N\bar{N}} \approx 0,7, \quad \alpha_{\omega N\bar{N}} \approx 6,3 \quad \Rightarrow \quad \alpha^0 \approx 2,8, \quad \alpha^1 \approx 0.$$

Вариант а) см. [3], б) см. [4], вариант в) отвечает модели векторной доминантности с использованием ширины $\rho \rightarrow 2\pi(\alpha_{\rho\pi\pi} = 2,8)$. При пере-

счете, в соответствии с кварковой моделью, предполагалось, что $\alpha_\rho \equiv g_{\rho D\bar{D}}^2 \approx \alpha_{\rho\pi\pi}/4 \approx \alpha_{\rho N\bar{N}}$; $\alpha_\omega \equiv g_{\omega D\bar{D}}^2 \approx \alpha_{\omega N\bar{N}}/9 \approx \alpha_{\rho N\bar{N}}$.

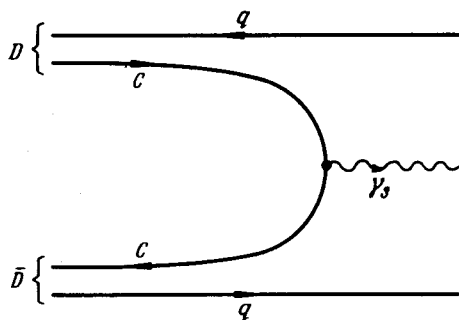
Реджевская траектория для потенциала Юкавы характеризуется параметром $G = \alpha m_D / \mu$. Согласно работе [5], $1S$ уровень возникает при $G \gtrsim 1,7$, а $1P$ — имеет резонансный характер (метастабилен по отношению к распаду на $D\bar{D}$) при $7,3 \lesssim G \lesssim 9,0$ и стабилен при $G \gtrsim 9,0$. Учитывая, что $m_D / \mu \approx 2,5$, можно полагать, что изосинглетные P -уровни в системе DD существуют почти наверняка и их масса, по-видимому, не больше, чем на 100 Мэв отличается от порога: $2m_D$. Не исключено, что существуют также изотриплетные S -уровни. Кажется привлекательной интерпретация по крайней мере некоторых из резонансов в области $3,9 - 4,5 \text{ Гэв}$, обнаруженных недавно в Стэнфорде [6], как P -состояний димезонов $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$, $D^*\bar{D}$, $D^*\bar{D}^*$, (D^* — векторный аналог D -мезона). Всего таких состояний в e^+e^- -аннигиляции должно быть четыре.

Ширину $D\bar{D}$ -димезонов можно оценить по нерелятивистской формуле $\Gamma_{e^+e^-} = 8\alpha^2 |F|^2 |R'_P(0)|^2 M^{-4}$. Здесь M — масса димезона, $R'_P(0)$ — производная радиальной части волновой функции P -уровня при $r = 0$, F — формфактор вершины $D\bar{D}\gamma$. $SU(3)$ — октетная часть формфактора должна быть пренебрежимо мала при $q^2 \approx (4 \text{ Гэв})^2$, а $SU(3)$ — синглетная часть, связанная с зарядом c -кварка должна быть близка к $F = Q_c = 2/3$. Если положить $|R'_P(0)|^2 \approx \mu^5$ (поскольку радиус системы $\approx \mu^{-1}$), то получим $\Gamma_{e^+e^-} \approx 0,2 \text{ кэв}$, что неплохо согласуется с экспериментальными данными.

Ширина распада димезонных резонансных уровней на $D\bar{D}$ (или $F\bar{F}$) очень чувствительна к тому, насколько масса уровня превышает порог. Это подтверждают расчеты мнимой и действительной частей реджевской траектории [5] ($\Gamma_{D\bar{D}} = 2 \text{ Im} l / d \text{ Re} l / dE$). Распад на обычные адроны (в основном на π^- , η^- , K -мезоны) может идти для таких димезонов не через трехглюонную аннигиляцию (как у ψ), а через состояние $q\bar{q}\gamma_S$, где q — обычные кварки (p, n, λ), а γ_S — глюон (см. рис. 1). Поэтому можно думать, что ширины таких распадов могут достигать десятка Мэв . Наконец, существенную роль могут играть распады димезонных уровней на $\psi + n\pi$ или $\eta_c + n\pi$. Последний распад может играть важную роль в "сжигании чарма". Обсуждаемые механизмы могут частично объяснить отрицательные результаты поисков очарованных частиц в e^+e^- -аннигиляции.

Что касается S -уровней, то нерелятивистские формулы дают для них энергию связи $\sim 2 \text{ Гэв}$. Очевидно, что в этом случае нерелятивистское рассмотрение незаконно и нужно обсуждать свойства экзотических четырехкварковых молекул $q\bar{q}c\bar{c}$ (см. [7 — 9]¹⁾. То же относится к уровням $C\bar{C}$, где C — очарованный барион.

¹⁾ Когда эта работа была закончена, появились препринты [10, 11], в которых в отличие от данной работы уровни $3,9 - 4,5 \text{ Гэв}$ в e^+e^- -аннигиляции рассматриваются не как адронные молекулы, а как экзотические четырехкварковые состояния (молекулы) $q\bar{q}c\bar{c}$. Отличие между кварковыми и адронными молекулами состоит в том, что в первых притяжение обусловлено глюонами, а во вторых — составными мезонами. Очевидно, что речь идет о двух идеализированных предельных случаях, между которыми имеется непрерывный переход.



Наиболее легкие из очарованных барионов – изосинглет C_0^+ и изотриплет C_1^{++} , C_1^+ , C_1^0 , должны иметь массы $\sim 2,5$ Гэв (см. [12, 13]). В системе $C_0^+ \bar{C}_1$ величина $\alpha_{\omega C \bar{C}} \approx 4/9 \alpha_{\omega N \bar{N}} \approx 4 - 9$, поэтому энергия связи S -уровня очень велика. Можно спекулировать, что нейтральный C – нечетный уровень в такой системе мог бы проявиться на опыте в виде изотриплетного состояния с $M \approx 2,4$ Гэв ($3,4 \rightarrow 2,4 + \rho$). (Заметим, что в системе типа $C_0 \bar{C}_1$ и $\bar{C}_0 C_1$ должны возникать дублеты по $C(G)$ -четности). Интерпретация частицы X с $M \approx 2,8$ Гэв как уровня $C \bar{C}$ делает правдоподобной большую вероятность распада этой частицы на $P\bar{P}$ или $\Lambda\bar{\Lambda}$, которые также состоят из шести кварков. Очень интересны экзотические системы типа $C\bar{N}$, $D\bar{K}$ и т. д., а также мультиадронные молекулы типа $DD\bar{D}\bar{D}$, $C_0 C_0 \bar{C}_0 \bar{C}_0$ и т. д.

Заметим, что если наши оценки α^0 для $D\bar{D}$ завышены и P -состояние $D\bar{D}$ не возникает, то возможно, что резонансы в e^+e^- -аннигиляции в области $3,9 - 4,5$ Гэв представляют собой 3S_1 -состояния барионных пар $C\bar{C}$, $A\bar{A}$ или $S\bar{S}$. В этом случае заметную долю должны составлять распады этих резонансов на нуклонные или гиперонные пары.

Сложная резонансная структура "молекулярных уровней" делает сомнительной возможность применения в этой области таких соотношений как $R = \sum Q_i^2$ и основанное на этом заключение о необходимости вклада при $\sqrt{s} \sim 5$ Гэв дополнительных кварков (пятого, шестого и т. д.) или тяжелых лептонов.

Мы благодарны Л.Н.Богдановой, О.Д.Далькарову, Л.Л.Франкфурту и В.А.Хозе за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
16 февраля 1976 г.

Литература

- [1] В.Н.Виик, J.Heintze, G.J.Feldman, F.J.Gilman, C.Rubbia. Proceedings International Symposium on Lepton and Photon Interactions, Stanford University, 1975.
- [2] Л.Н.Богданова, О.Д.Далькаров, В.Б.Мандельцвейг, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 61, 2242; И.С.Шапиро УФН, 109, 431, 1973; L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov, B.D.Kerbikov, I.S.Shapiro. Proceedings International Symposium on $N\bar{N}$ interactions. Syracuse Univ. 1975. v. II, chapter 8, p. 37.

- [3] R.A. Bryan , R.J.M. Phillips. Nucl. Phys. B5, 201, 1968.
- [4] G.Schierholz, S.Wagner. Nucl. Phys., B32, 306, 1971.
- [5] C.Lovelace, D.Masson. Proceed. 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN. Geneve 1962, p. 510.
- [6] R.Schwitters, F.J.Gilman. Proceedings International Symposium on Lepton and Photon Interactions, Stanford University, 1975.
- [7] A.D.Dolgov, L.B.Okun, V.I.Zakharov. Phys. Lett., 49B, 453, 1974.
- [8] H.Lipkin. Phys. Lett., 45B, 267, 1973.
- [9] H.Lipkin. Phys. Lett., 58B, 97, 1975.
- [10] C.Rosenzweig. PIT-158 December, 1975.
- [11] N.Bander, G.L.Shaw, P.Thomas, S.Meshkov. UCI 75-54.
- [12] M.K.Gaillard, B.W.Lee. Rev. Mod. Phys., 47, 277, 1975.
- [13] В.И.Захаров, Л.Б.Окунь. Б.Л. Иоффе. УФН, 117, 227, 1975.
-