

МИНИМАЛЬНОЕ ОБОБЩЕНИЕ 5-КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ψ -ЧАСТИЦ

Н.В.Красников, В.А.Кузьмин, А.Н.Тавхелидзе,
К.Ф.Четыркин

5-кварковая модель ψ -частиц обобщается путем введения дополнительных кварков, вырожденных по массе и заряду по отношению к первоначальным 4-у и 5-у кваркам. Предлагаемое обобщение сохраняет основные следствия 5-кварковой модели и позволяет качественно объяснить ряд дополнительных фактов.

В работе [1] была впервые предложена 5-кварковая модель¹⁾ ψ -частиц, согласно которой

$$\psi = \cos \phi \psi_0 + \sin \phi \psi_0', \quad \psi' = -\sin \phi \psi_0 + \cos \phi \psi_0', \quad (1)$$

где $\psi_0 = c \bar{c}$, $\psi_0' = g \bar{g}$, c и g — два новых кварка, а угол ϕ мал.

В рамках этой модели удается качественно объяснить малость ширины переходов

$$\psi' \rightarrow 3P + j, \quad \psi' \rightarrow \eta\psi + j, \quad \psi' \rightarrow \psi 2\pi$$

(фактор подавления $\sim \sin^2 \phi$). В 5-кварковой модели предсказывается существование псевдоскалярных аналогов ψ и ψ' ($\eta\psi$ и $\eta\psi'$) с аналогичным ψ и ψ' кварковым содержанием, но с большим углом смешивания в $\eta\psi$ (вследствие двухглюонного обмена). Если отождествить недавно открытое состояние $\chi(2,8)$ с $\eta\psi$, то большую разность масс $M(\psi) - M(\chi) = 0,3 \text{ Гэв}$ можно объяснить большим углом смешивания в $\eta\psi$. В этом случае (если, как обычно полагают, что спин — орбитальное расщепление $\sim 100 \text{ Мэв}$) следовало бы ожидать, что $\eta\psi'$ лежит несколько выше ($\sim 100 \text{ Мэв}$), чем ψ' .

Естественным обобщением 5-кварковой модели, при котором сохраняются все преимущества 5-кварковой схемы, является модель с большим числом кварков, когда вновь вводимые кварки, помимо c и g кварков, имеют совпадающие с ними массы и заряды. Итак, предположим что наряду с c - и g -кварками, имеются дополнительные кварки c_i , $i = 2, \dots, n$, g_j , $j = 2, \dots, m$, причем массы и заряды c_i - и g_j -кварков совпадают соответственно с массой и зарядами c - и g -кварков.

В рассматриваемой модели

$$\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{i=1}^n c_i \bar{c}_i, \quad c_1 \equiv c, \quad \psi_0' = \frac{1}{\sqrt{m}} \sum_{j=1}^m g_j \bar{g}_j, \quad g_1 \equiv g$$

¹⁾ Отметим, что 5-кварковая модель ψ -частиц была позже независимо рассмотрена в работах [2, 3].

а ψ и ψ' определяются формулой (1). Другие, ортогональные к ψ_c и ψ'_c кварковые конфигурации ($\chi = \sum \beta_i c_i \bar{c}_i$ или $\sum j_j g_j \bar{g}_j$ не рождаются в e^+e^- -аннигиляции, так как для них эффективный заряд $\sum \beta_i = \sum j_j = 0$ аналогично тому, что имеет место в модели [4], где $n = 2$, $m = 0$, $Q_c = 2/3$. Поэтому при таком обобщении 5-кварковой модели не возникает новых узких резонансов в процессе e^+e^- -аннигиляции, помимо ψ и ψ' , однако в значении

$$R = 2 + 3nQ_c^2 + 3mQ_g^2$$

и

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)} = \frac{(\sqrt{m}Q_g \cos \phi - \sqrt{n}Q_c \sin \phi)^2}{(\sqrt{n}Q_c \cos \phi + \sqrt{m}Q_g \sin \phi)^2}$$

дают вклад все кварковые степени свободы.

В дальнейшем мы ограничимся минимальным расширением 5-кварковой модели до 6-кварковой, считая угол смешивания ϕ в (1) попрежнему малым. Дополнительным аргументом в пользу такого расширения помимо экономности, является аналогия с p , n , λ ; триплетом обычных кварков. При этом обращает на себя внимание примерно одинаковое расщепление масс

$$m_\lambda - m_p \approx 150 - 200 \text{ Мэв}, \quad m_g - m_c \approx 250 - 300 \text{ Мэв}.$$

Такими минимальными моделями могут служить

Модель A, в которой $Q_{c1} = Q_{c2} = 2/3$, $Q_g = -1/3$, $\phi = 14^\circ$, $R = 5$.

Модель B, $Q_c = 2/3$, $Q_{g1} = Q_{g2} = -1/3$, $\phi = 2^\circ$, $R = 4$.

Модель C, $Q_{c1} = Q_{c2} = Q_g = 2/3$, $\phi = 2^\circ$, $R = 6$.

Для оценки масс мезонных и барионных состояний, содержащих новые кварки c_i и g_i можно использовать результаты работ [1, 5], при этом легчайший псевдоскалярный мезон имеет массу $\sim 2 \text{ Гэв}$. Отметим также, что модели A и C предсказывают существование нейтрального "изотриплета"

$$c_1 \bar{c}_2, \frac{1}{\sqrt{2}} (c_1 \bar{c}_1 - c_2 \bar{c}_2), c_2 \bar{c}_1 \text{ с массой } 3,1 \text{ Гэв},$$

а модель (B) — существование нейтрального изотриплета

$$g_1 \bar{g}_2, \frac{1}{\sqrt{2}} (g_1 \bar{g}_1 - g_2 \bar{g}_2), \bar{g}_2 g_1 \text{ с массой } 3,7 \text{ Гэв}.$$

Заметим, что 6-кварковая модель ψ -частиц предлагалась в работах [6, 7], однако смешивание между кварковыми конфигурациями

в этих моделях противоречит кварк-глюонным представлениям о взаимодействии (см., например, [8]) и требует введения нового сильного взаимодействия, в котором участвуют только тяжелые кварки.

Ясно, что введение новых кварков увеличивает возможности для построения моделей слабых взаимодействий. Отметим, что при построении С.Э.М. взаимодействий в моделях (A, B, C) для устранения адронских аномалий приходится вводить новые заряженные лептоны. Связывая наблюдение $e-\mu$ -событий с образованием пары тяжелых лептонов [9], можно отметить следующий примечательный факт:

$$m_{\mu} - m_e \sim m_{\lambda} - m_{\rho} \quad \text{и} \quad m_c - m_{\rho} \sim M_E - m_e .$$

Мы благодарны В.М.Лобашеву за полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 марта 1976 г.

Литература

- [1] Н.В.Красников, В.А.Кузьмин. Письма в ЖЭТФ, 22, 106, 1975.
- [2] H.A.Fritzsch. Phys. Lett., 59B, 281, 1975.
- [3] Y.Achiman, K.Koller, T.F.Walsh. Phys. Lett., 59B, 261, 1975.
- [4] F.Wilczek. Phys. Lett., 59B, 179, 1975.
- [5] П.Н.Боголюбов, Н.В.Красников, В.А.Кузьмин, В.А.Матвеев, К.Г.Четыркин. Письма в ЖЭТФ, 22, 316, 1975.
- [6] H.Narari. Phys. Lett., 57B, 265, 1975.
- [7] R.M.Barnett. Phys. Rev. Lett., 34, 41, 1975.
- [8] H.A.Fritzsch, P.Minkowski. Preprint CALT-69-492.
- [9] G.J.Feldman. Talk at Int. Symp. Lepton - Photon Interaction at High Energies, Stanford, 1975.