

УЗКИЕ МЕЗОНЫ И ЦВЕТОВАЯ СИММЕТРИЯ

*И.Э.Волковицкий, В.И.Захаров, А.Б.Кайдалов,
Л.Б.Окунь.*

Рассматриваются следствия из предположения, что открытые недавно узкие резонансы являются "цветными" частицами — представителями октета по цветовой группе $SU(3)$.

В настоящей статье рассматриваются следствия из предположения о том, что открытые недавно [1 – 3] узкие резонансы $\psi(3105)$ и $\psi'(3695)$ являются адронами, т. е. обладают сильными взаимодействиями и принадлежат к семейству "цветных" частиц.

Малая ширина бозонов указывает на существование нового правила отбора, запрещающего переходы этих резонансов в известные адроны. В настоящее время в основном обсуждаются две возможности: 1) ψ являются частицами со "скрытым чармированием", 2) ψ являются "цветными" частицами.

Мы сделаем ряд замечаний о свойствах ψ бозонов в рамках цветовой модели [4 – 6], в которой адроны строятся из девяти кварков p_i , n_i , λ_i ($i = 1, 2, 3$). Предполагается, что обычные адроны являются синглетами по цветовой группе $SU(3)^c$. Если бозоны ψ и ψ' являются представителями цветового октета, то их распады на обычные адроны должны идти в основном с испусканием фотона. Малые ($\sim 2 \text{ Гэв}$) разности масс между цветными и белыми частицами указывают на то, что в этом случае должна иметь место сильно нарушенная $SU(9)$ -симметрия [7], так что мезоны образуют 81-плеты, а барионы 84-, 165- и 240-плеты.

Для классификации частиц по группе $SU(3)^c$ весьма важно знать, какое взаимодействие нарушает эту группу. Мы рассмотрим два варианта: 1) группа $SU(3)^c$ нарушается только электромагнитным и возможно слабым взаимодействиями и 2) группа $SU(3)^c$ аналогично группе $SU(3)$ нарушается некоторым "полусильным" взаимодействием. Более подробно мы обсудим первый вариант.

Если заряды кварков $p(1, 1, 0)$, n , $\lambda(0, 0, -1)$, то удобно ввести группу цветоспина $SU(2)^c$ по двум первым цветам, которая не нарушается электромагнитным взаимодействием.

Электромагнитный ток является синглетом по цветоспину.

$$j_\alpha = e(\bar{p}_1 \gamma_\alpha p_1 + \bar{p}_2 \gamma_\alpha p_2 - \bar{n}_3 \gamma_\alpha n_3 - \bar{\lambda}_3 \gamma_\alpha \lambda_3) \sim j^{SU(3)} \lambda'_\alpha + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_\alpha \lambda'_8, \quad (1)$$

где $j^{SU(3)} = \frac{1}{2} \lambda_3 + \frac{1}{2\sqrt{3}} \lambda_8$ — оператор электромагнитного тока в

группе $SU(3)$ (λ_i — обычные трехрядные матрицы группы $SU(3)$).

Из формулы (1) следует, что часть тока с изменением цвета (член $\lambda_\alpha \lambda'_8$) является синглетом по группе $SU(3)$. Это приводит к важным следствиям. Так, из 72 цветных векторных мезонов только 2 (ω_8 и ϕ_8 с цветоспином равным нулю) могут переходить в фотон. Мы предположим, что

$$\begin{aligned} \psi &= \cos \alpha \omega_8 + \sin \alpha \phi_8 \\ \psi' &= -\sin \alpha \omega_8 + \cos \alpha \phi_8. \end{aligned} \quad (2)$$

В формуле (2) значок ω или ϕ означает, что соответствующие состояния преобразуются по группе $SU(3)$ так же, как ω - и ϕ -мезоны. Переходы мезонов типа $\omega_3, \phi_3, \rho_8^0, \rho_3^0$ в фотон в данной схеме запрещены.

Распадаться на у-квант и белые адроны могут девять цветных мезонов с цветоспином, равным нулю: $\omega_8, \phi_8, \rho_8^0, k_8^{*+}, k_8^{*0}, \bar{k}_8^{*0}$. Отметим, что векторные мезоны должны быть расположены группами из 8 частиц $\omega_i, \phi_i, \rho_i, k_i^*$ ($i = 1, \dots, 8$). Расщепление масс в каждой группе возникает только за счет электромагнитного взаимодействия, при этом остаются вырожденными подгруппы $8 = 3 + 4 + 1$. Таким образом при массе ψ мезона должно существовать еще 7 частиц. Цветные мезоны, входящие в группу частиц с наименьшей массой являются долгоживущими частицами. Они могут распадаться лишь за счет слабого взаимодействия.

Обсудим свойства распадов ψ и ψ' -мезонов. Поскольку обе эти частицы являются изоскалярами по обычному изоспину, то распад $\psi' \rightarrow \psi \pi$ запрещен. Поэтому с заметной вероятностью могут происходить распады $\psi' \rightarrow \psi \pi \pi$ и $\psi' \rightarrow \psi \eta$. Если ψ мезон является легчайшим из цветных мезонов, то он может распадаться только радиационным образом. Записывая матричный элемент перехода $\psi \rightarrow \gamma$ в виде $\frac{M_{\psi\gamma}^2 e}{2 \gamma \psi} A_\alpha^\psi e_\alpha$ получим из данных о ширине перехода $\psi \rightarrow e^+ e^-$, что кон-

станта $\gamma_{\psi}^2/4\pi \approx 2,5$, что не сильно отличается от соответствующих констант для известных векторных мезонов ($\gamma_{\omega}^2/4\pi \approx 4,5$, $\gamma_{\phi}^2/4\pi \approx 3$).

Труднее понять малую величину отношения $\Gamma_{\psi \rightarrow \text{все}}/\Gamma_{\psi \rightarrow e^+e^-} \approx 16$. Естественно было бы ожидать для этого отношения значения $1/\alpha$. ψ -мезон мог бы распадаться на γ -квант и белые частицы с изоспином 0 и положительной G -четностью, например на $\pi\pi\gamma$, $\eta\gamma$, $\rho\rho\gamma$ и т. д. Приведем оценку величины распада в канал $\pi\pi\gamma$. Запишем матричный элемент в виде

$$M_{\psi \rightarrow \pi\pi\gamma} = e L^2 F_{\mu\nu}^{\psi} F_{\mu\nu}^{\gamma}, \quad (3)$$

где $F_{\mu\nu} = k_{\mu} A_{\nu} - A_{\mu} k_{\nu}$, L — величина размерности $1/M$. Получим

$\Gamma_{\psi \rightarrow \pi\pi\gamma} = \alpha L^4 M_{\psi}^5 / 2^7 3\pi^2$. Если $L \sim 1/M_{\psi}$ (как это имеет место при оценке этой величины по векторной доминантности, используя

цепочку $\psi \rightarrow \psi^* \pi\pi \rightarrow \gamma\pi\pi$), то $\Gamma_{\psi \rightarrow \pi\pi\gamma} \sim 8 \text{ кэв}$. Учитывая аналогичным образом другие каналы, можно получить значение $\Gamma_{\psi} \approx 100 \text{ кэв}$. При этом, однако, существенно, что величины L во всех матричных элементах должны быть $\sim 1/M_{\psi}$.

Отношение электронных ширин ψ и ψ^* мезонов позволяет, в принципе, определить угол смешивания в формуле (2)

$$\frac{\Gamma_{\psi \rightarrow e^+e^-}}{\Gamma_{\psi^* \rightarrow e^+e^-}} = \frac{M_{\psi}}{M_{\psi^*}} \text{tg}^2(\alpha + \beta), \quad \text{где } \text{tg} \beta = \sqrt{2}. \quad (4)$$

Если ψ и ψ^* аналогичны ω и ϕ мезону соответственно (т. е. $\alpha \approx 0$), то $\Gamma_{\psi \rightarrow e^+e^-}/\Gamma_{\psi^* \rightarrow e^+e^-} \approx 1,7$, что не противоречит экспериментальным данным. Новые цветные частицы могут рождаться при столкновениях адронов либо ассоциативно (например, $pp \rightarrow \psi p B$, где B — цветной барион с массой $3 + 4 \text{ Гэв}$), либо совместно с γ -квантом (последнее может иметь место только для перечисленных выше девяти мезонов с цветоспином 0). Сечения образования адронных систем с большой массой быстро убывают с ростом m . Это позволяет понять малую величину сечения образования ψ бозона в NN -столкновениях.

В фоторождении при высоких энергиях ψ и ψ^* бозоны могли бы рождаться без каких-либо дополнительных запретов. Обнаружение на опыте фоторождения ψ -бозона позволяет с помощью векторной доминантности оценить сечение упругого рассеяния $\psi N \rightarrow \psi N$.

$$\sigma_{\psi N \rightarrow \psi N} = \frac{4}{\alpha} \left(\frac{\gamma_{\psi}^2}{4\pi} \right)^2 \sigma_{\gamma N \rightarrow \psi N}. \quad (5)$$

Если $\sigma_{\gamma N \rightarrow \psi N} \approx 20 \text{ нбн}$, то $\sigma_{\psi N \rightarrow \psi N} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ мбн}$.

В ряде работ [4, 8 — 10] были получены массовые формулы, позволяющие вычислить среднюю массу частиц для различных представлений цветной группы.

$$m = n \left(m_0 - \frac{8}{3} U \right) + 2C(N)U, \quad (6)$$

где n — количество кварков, из которых состоит частица, m_0 — масса кварка, U — средний потенциал между кварками, $C(N)$ — квадратичный оператор Казимира группы $SU(3)^c$: $C(1) = 0$, $C(3) = 4/3$, $C(8) = 3$.

Считая, что средняя масса векторных мезонов в синглетном представлении группы $SU(3)^c \sim 0,8 \text{ Гэв}$, а в октетном — $3,4 \text{ Гэв}$, получим, что масса кварка $\approx 1,7 \text{ Гэв}$. Так как белые псевдоскалярные мезоны легче белых векторных, то средний эффективный потенциал для псевдоскалярных частиц несколько больше, чем для векторных. Отсюда следует, что массы цветных псевдоскалярных мезонов должны быть больше, чем массы цветных векторных.

Относительно легкие кварки (и дикварки с $M = 2 \text{ Гэв}$) могли бы распадаться на обычные белые гипероны и мезоны за счет слабого взаимодействия. Поиск таких частиц представляет большой интерес.

В заключение остановимся на варианте с нарушенной $SU(3)^c$ -симметрией, в которой подгруппа $SU(2)^c$ аналогично изотопической группе нарушается электромагнитным взаимодействием. В качестве цветного аналога странности может выступать барионный заряд. Приписывая кваркам заряды $\rho(0,11)$, n , λ ($-1,0,0$), получим, что электромагнитный ток имеет симметричный вид: $j \sim j^{SU(3)} \lambda_0^c - \lambda_0 j^{SU(3)^c}$. В фотон могут переходить 4 мезона — ϕ_3 , ϕ_8 , ω_3 , ω_8 и с малой вероятностью (за счет смешивания с ρ_0) ρ_8 . Если нарушение группы $SU(3)^c$ достаточно сильное, то мезоны с индексом 8 будут сдвинуты по массе относительно мезонов с индексом 3 и могут иметь сравнительно большую ширину $\Gamma_8 \gg \Gamma_3$. Тогда ψ и ψ' -бозонам следует поставить в соответствие ортогональные комбинации ω_3 и ϕ_3 , из которых легчайшая может распадаться только за счет электромагнитного взаимодействия. Если нарушение является сравнительно слабым, то массы и ширины 3 и 8 мезонов могли бы оказаться близкими. Существование почти вырожденных по массе векторных мезонов в области ψ и ψ' резонансов могло бы приводить к сложным интерференционным эффектам в области максимумов.

Авторы благодарны за полезные обсуждения В.В.Анисовичу, А.И.Вайнштейну, Б.Л.Иоффе, И.Ю.Кобзареву, М.В.Геренцьеву, К.А.Тер-Мартirosяну, И. С.Шапиро.

Институт теоретической и
экспериментальной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 января 1975 г.

Литература

- [1] J.J.Aubert et. al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 1974.
- [2] J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406, 1974.
- [3] C.Bacci et al., Phys. Rev. Lett., 33, 1408, 1974.
- [4] M.Y.Han, Y.Nambu. Phys. Rev., 139B, 1038, 1965.
- [5] Н.Н.Боголюбов, В.А.Матвеев, Нгуен Ван-хьеу, Д.Стоянов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе. В П.Шелест. Вопросы физики элементарных частиц, 5, Ереван, 1966.

- [6] Y.Miyamoto. Progr. Theor. Phys. Suppl. Extra No, 187, 1965.
- [7] A.D.Dolgov, L.B.Okun, V.I.Zakharov. Phys. Lett., B47, 258, 1973.
- [8] H.J.Lipkin. Phys. Lett., 45, 267, 1973.
- [9] O.W.Greenberg, D.Zwanziger. Phys. Rev., 150, 1177, 1966.
- [10] А.Д.Долгов, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь. ЯФ, 20, 199, 1974.
-