

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ $G(1590)$ -МЕЗОНАМ.А.Иванов, Р.Х.Мурадов¹⁾

Свойства недавно обнаруженного в ИФВЭ $G(1590)$ -мезона рассмотрены в рамках модели, основанной на том, что взаимодействие между адронами переносятся их невылетающими составляющими (спинорным и векторным виртуальными полями). Имеющиеся экспериментальные данные говорят в пользу того, что $G(1590)$ -мезон является скалярным глюонием.

В последнее время интенсивно обсуждается вопрос о существовании чисто глюонных состояний – глюониев. На роль скалярного 0^{++} -глюония претендует недавно обнаруженный 1^{-3} в ИФВЭ $G(1590)$ -мезон.

Существование $G(1590)$ -мезона установлено при исследованиях эксклюзивных π^-p -реакций, когда в конечном состоянии образуются 2η -мезона

$$\pi^- p \rightarrow G(1590)n \rightarrow \eta\eta n.$$

Основные его характеристики 1^{-3} : а) квантовые числа $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$, масса $m_c = (1592 \pm 25)$ МэВ, и полная ширина $\Gamma_t = 210 \pm 40$ МэВ, б) распады $G \rightarrow \pi\pi$ и $G \rightarrow K\bar{K}$ подавлены по сравнению с $G \rightarrow \eta\eta$, в) измерено отношение

$$R_{\text{экс}} = \frac{\text{Br}(G \rightarrow \eta\eta')}{\text{Br}(G \rightarrow \eta\eta)} = 2,7 \pm 0,8.$$

Одновременный запрет распадов G -мезона на пионы и каоны трудно объяснить с точки зрения кварковой модели. В то время такое явление выглядит естественным, если предположить, что G -мезон есть связанное состояние из двух глюонов². При этом распад на $\eta\eta(\eta\eta')$ -мезоны происходит за счет того, что в η и η' -мезонах имеются глюонные добавки⁴, благодаря которым можно объяснить большую разность масс η и η' -мезонов⁵.

Вопросу о существовании глюония, его свойствах, посвящено достаточно много теоретических работ⁶. Основной трудностью при описании физики глюония является отсутствие динамической схемы, позволяющей самосогласованным образом проводить количественные оценки характеристик глюония: его массы и ширины распадов. В отличие от кварковой физики мезонов и барионов, в которой имеются многочисленные экспериментальные данные, при описании связанных состояний из глюонов трудно получить даже интуитивное представление об их природе, поскольку до настоящего времени отсутствовали сколько-нибудь надежные экспериментальные данные, указывающие на существование глюония. Фактически, в области инфайнмента о составляющих глюонах и о составляющих кварках известно лишь то, что они не наблюдаются на эксперименте.

¹⁾ Азерб. государственный университет (Баку).

С этой точки зрения успех виртон-кварковой модели (ВКМ) ⁷ при описании многочисленных эффектов низкоэнергетической кварковой физики позволяет использовать идеи и методы этой модели для описания глюония. В полной аналогии с предположением о поведении пропагатора кварка в области конфайнмента будем считать, что в данной области глюон также может быть описан виртонным полем и его пропагатор является целой функцией, а константа связи G -мезона с глюонами определяется из условия связности ⁷.

В соответствие с этим, свободный лагранжиан составляющего глюонного поля запишем в виде

$$\mathcal{L}_0^B = -\frac{1}{2} B^\mu(x) Z_B(\square) B_\mu(x), \quad (1)$$

где оператор $Z_B(\square)$ ($\square = -\partial^\mu \partial_\mu$) выберем в простейшей форме, удовлетворяющей необходимым для построения S -матрицы требованиям ⁷:

$$Z_B(\square) = \frac{1}{L_B^2} \exp\left(-\frac{L_B^2}{4} \square\right). \quad (2)$$

Соответственно, функция Грина составляющего глюонного поля записывается в виде

$$D_B(x) = -i Z_B^{-1}(\square) \delta(x) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{D}_B(-k^2) e^{ikx}, \quad (3)$$

$$\tilde{D}_B(-k^2) = L_B^2 \exp\left(\frac{L_B^2 k^2}{4}\right).$$

Параметр L_B , характеризующий масштаб адронных взаимодействий разумно выбрать равным $L_B = L_q = L = \frac{1}{250 \text{ МэВ}}$.

В дальнейшем будем предполагать, что $G(1590)$ -мезон является связанным состоянием из двух составляющих глюонов, описываемых лагранжианом (1). Лагранжиан взаимодействия запишем в стандартном виде:

$$\mathcal{L}_G(x) = \frac{g_G}{\sqrt{32}} G(x) F_{\mu\nu}^i(x) F_i^{\mu\nu}(x), \quad (4)$$

где $F_{\mu\nu}^i(x) = \partial_\mu B_\nu^i(x) - \partial_\nu B_\mu^i(x)$, $i = 1, 2, \dots, 8$.

Константа связи g_G определяется из условия связности:

$$Z_G(m_G L, g_G) = 1 + \Sigma'_G(m_G^2) = 0, \quad (5)$$

где $\Sigma(P^2)$ — массовый оператор глюония (соответствующая диаграмма изображена на рис. а). При расчетах диаграмм, как обычно ⁷, пренебрегаем внешними импульсами адронов.

Численное значение эффективной константы связи G -мезона с глюонами, вычисленное из условия (5) равно

$$h_G = \frac{g_G^2}{(4\pi L)^2} = 0,0104. \quad (6)$$

В соответствии с вышеизложенным в лагранжиан взаимодействия η, η' -мезонов с кварками ⁷ добавим члены, учитывающие примесь глюонов:

$$\mathcal{L}_P = \frac{g_P}{\sqrt{2}} [\bar{q}_a i \lambda_P \gamma^5 q_a + \frac{\kappa_P}{4} F_{\mu\nu}^i \tilde{F}_i^{\mu\nu}] P(x). \quad (7)$$

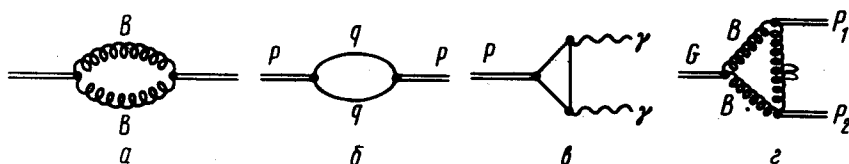
Здесь

$$\tilde{F}_{\mu\nu}^I = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta, I}, \quad P = \eta, \eta',$$

$$\lambda_{\eta'} = - \text{diag} (\sin \delta_P, \sin \delta_P, \sqrt{2} \cos \delta_P),$$

$$\lambda_{\eta} = \text{diag} (\cos \delta_P, \cos \delta_P, -\sqrt{2} \sin \delta_P), \quad \delta_P = \theta - \theta_I, \quad \theta = -11^\circ$$

В данном случае массовый оператор псевдоскалярных мезонов определяется двумя диаграммами рис. а и б. Поэтому, условие равенства нулю констант перенормировки волновых функций η, η' -мезонов не определяет полностью констант связи g_P и κ_P . Для их однозначного определения потребуем совпадения с экспериментом ширины распадов $P \rightarrow \gamma\gamma$ (см. рис. в). Отметим, что в отсутствие глюонных членов в (7) ($\kappa_P = 0$) в ВКМ соответствующие значения ширины являются завышенными.



После стандартных вычислений имеем следующие значения для указанных констант:

$$\begin{aligned} h_{\eta'} &\equiv \left(\frac{g_{\eta'}}{4\pi} \right)^2 = 0,0617, & \kappa_{\eta'} &= 0,316, \\ h_{\eta} &\equiv \left(\frac{g_{\eta}}{4\pi} \right)^2 = 0,0804, & \kappa_{\eta} &= 0,131. \end{aligned} \quad (8)$$

Распады G -мезона на 2π и $K\bar{K}$ запрещены в данном подходе. Переходы $G \rightarrow \eta\eta(\eta')$ происходят за счет глюонной добавки в лагранжиан (7), соответствующая диаграмма изображена на рис. г. Инвариантная амплитуда, в пренебрежении внешними импульсами мезонов, равна

$$M_{inv}(G \rightarrow P_1 P_2) = \frac{2^{15} \sqrt{2}}{9} \frac{\pi}{L} \sqrt{h_G h_{P_1} h_{P_2}} \kappa_{P_1} \kappa_{P_2} (\mu_G^2 - \mu_{P_1}^2 - \mu_{P_2}^2), \quad \mu^2 = \left(\frac{mL}{2} \right)^2. \quad (9)$$

Подставляя численные значения констант связи (8), получаем

$$\begin{aligned} \Gamma(G \rightarrow \eta\eta') &= \frac{1}{8\pi} \frac{P_{G\eta\eta'}^* M_{inv}^2(G \rightarrow \eta\eta')}{m_G^2} = 160 \text{ МэВ}, \\ \Gamma(G \rightarrow \eta\eta) &= \frac{1}{16\pi} \frac{P_{G\eta\eta}^* M_{inv}^2(G \rightarrow \eta\eta)}{m_G^2} = 80 \text{ МэВ}, \end{aligned} \quad (10)$$

что с хорошей точностью согласуется с экспериментальными данными как для полной ширины распада, так и для отношения

$$R = \Gamma(G \rightarrow \eta\eta') / \Gamma(G \rightarrow \eta\eta).$$

Проведенный анализ распадов скалярного G -мезона в предложенной динамической схеме невывлетающих глюонов со всей определенностью указывает на то, что, если данный мезон су-

ществует и обладает перечисленными характеристиками, то он является глюонием. При этом каналы распадов $G \rightarrow \eta\eta (\eta\eta')$ являются основными.

Авторы выражают благодарность Г.В.Ефимову за многочисленные дискуссии.

Литература

1. Binon G. et al. Nuovo Cim., 1983, 78 A, 313; ЯФ, 1983, 38, 934.
2. Gershtein S.S., Likhoded A.A., Prokoshkin Yu. Z. Phys., 1984, 24 C, 305; Письма в ЯФ, 1984, 39, 251.
3. Binon F. et al. Nuovo Cim., 1984, 80 A, 363.
4. Novikov V.A. et al. Phys. Lett., 1979, 86 B, 347; Goldberg H. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 363.
5. Crewther R.J. Riv. Nuovo Cim., 1979, 2, 63; Говорков А.Б. ЯФ, 1981, 33, 1126.
6. Fritzsche H. Gell-Mann M. In: Proc. XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, v. 2, p. 135, Batavia, 1972; Shifman M. Z. Phys., 1981, 9 C, 347. Вайнштейн А.И. и др. ЭЧАЯ, 1982, 13, 542; Aizawa N., Maki Z., Umemura I. Prog. Theor. Phys., 1982, 68, 2120.
7. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, 1220. Dubnickova A.Z., Efimov G.V., Ivanov M.A. Fort. Phys., 1979, 27, 403.

Объединенный
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию
4 апреля 1985 г.