объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-767

М.К.Волков, А.Н.Иванов*

МАССЫ ВЕКТОРНЫХ И ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ В МОДЕЛИ КВАРКОВЫХ ПЕТЕЛЬ

Направлено в журнал
"Теоретическая и математическая физика"

* Ленинградский политехнический институт

1985

В обзорных работах[I,2] было показано, что в модели, основанной на рассмотрении четырехкваркового взаимодействия сверхпроводящего типа (см., например[3,4]), можно описать достаточно удовлетворительно почти всю низкоэнергетическую физику мезонов. Помимо изучения различных взаимодействий можно вычислить такие важные внутренние характеристики мезонов, как их массы, радиусы, поляризуемости и т. п. При этом оказалось, что особенно хорошо описываются массы векторных и псевдоскалярных мезонов. Несколько хуже обстоит дело с аксиально-векторными мезонами, хотя качественное согласие там также имеет место. И довольно плохо описываются массы скалярных мезонов, особенно таких, как δ (980) и $\varkappa$ (I350), где, очевидно, велики вклады четырехкварковых состояний, и поэтому наша модель, рассматривающая мезоны как кварк-антикварковые системы, уже недостаточно полна.

Здесь мы хотим более подробно остановиться на описании масс векторных и псевдоскалярных мезонов. Будет показано, что с выбором одних и тех же параметров, связанных с импульсом обрезания Λ и массами составляющих u-, d- и s-кварков, удается вполне удовлетворительно описать массы двух вышеуказанных мезонных нонетов, вместе с таким тонким эффектом, как разность масс K^0 и $K^{\pm}$-мезонов, имеющим неэлектромагнитное происхождение.

Сразу заметим, что для правильного выбора величины массы составляющего u-кварка, необходимо учесть переходы типа $\varphi_i \leftrightarrow A_i$, имеющие место в рассматриваемой модели (переходы между псевдоскалярными и аксиально-векторными мезонами)[2,5,6]. Возможность таких переходов видна из эффективного мезонного лагранжиана, полученного в работах[I,2].

Переходы $\varphi_i \leftrightarrow A_i$ происходят через кварковую петлю, описываемую лагранжианом

$$\mathcal{L} = \bar{q}\left(ig\gamma^5\bar{\varphi} + \frac{g_\rho}{2}\gamma^5\hat{\bar{A}}\right)q, \qquad (\mathrm{I})$$

где $\bar{q} = (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$-кварковые поля, $\bar{\varphi} = \lambda_\alpha \varphi^\alpha$, $\hat{\bar{A}} = \gamma^\mu \lambda_\alpha A^\alpha_\mu$ - поля псевдоскалярных и аксиально-векторных мезонных нонетов (λ_α - матрицы Гелл-Манна, $0 \le \alpha \le 8$)

$$g_\rho = \sqrt{6}\,g,\; g^2 = \frac{1}{4I_2(m_i)},\; I_2(m_i) = -i\frac{3}{(2\pi)^4}\int d^4k\,\frac{\theta(\Lambda^2 - k^2)}{(m_i^2 - k^2)^2}, \qquad (2)$$

m_i -массы составляющих кварков. В результате для такого перехода получаем выражение

$$\Delta\mathcal{L}(\varphi, A) = \sqrt{\frac{3}{8}}\,Tr\left\{M\left[\bar{A}^\mu, \partial_\mu\bar{\varphi}\right]_+\right\},\quad M = diag(m_u, m_d, m_s). \qquad (3)$$

Это выражение содержится в формуле (54) работы[I].

Учет переходов с промежуточными A-мезонами дает поправочный множитель в кинетических членах у псевдоскалярных мезонов (ср. с формулой (9) из[I])

$$\Delta\mathcal{L}^{кин}(\varphi) = p^2\,Tr\left\{I_2(M)\left(1 - \frac{6M^2}{m_A^2}\right)\bar{\varphi}^2\right\}, \qquad (4)$$

что и приводит к дополнительной перенормировке псевдоскалярных полей $\varphi^R = Z^{-1/2}\varphi = \tilde{g}^{-1}\tilde{\varphi}$ $(\tilde{g} = gZ^{1/2},\ Z = (1 - 6m_u^2/m_{A_1}^2)^{-1})$. В результате константа взаимодействия псевдоскалярных полей с кварками, входящая в тождество Голдбергера-Треймана $\tilde{g} = g_{\varphi qq} = M/F$, следующим образом выразится через константу распада $\rho \to \pi\pi$ g_ρ (см. (2)):

$$\tilde{g}^2 = Zg^2 = Zg_\rho^2/6 = m_u^2/F_\pi^2 \quad (F_\pi = 93\ МэВ,\ g_\rho^2/4\pi \simeq 3).$$

Последнее соотношение можно рассматривать как уравнение, определяющее массу составляющего u-кварка

$$\left(\frac{m_u}{F_\pi}\right)^2\left(1 - \frac{6m_u^2}{m_{A_1}^2}\right) = g_\rho^2/6. \qquad (5)$$

Отсюда следует, что m_u = 280 МэВ.

С помощью уравнений (2) можно выразить интеграл $I_2(m_u)$ через константу g_ρ. Тогда при значении m_u = 280 МэВ найдем величину параметра обрезания Λ

$$\Lambda = 1280\ МэВ. \qquad (6)$$

Используя градиентно-инвариантную регуляризацию (например, регуляризацию Паули-Вилларса) для масс векторных мезонов, можно получить формулы[I,2]

$$m_\rho^2 = m_\omega^2 = \frac{3}{8 G_2 I_2(m_u)}, \quad m_\varphi^2 = m_\rho^2 \frac{I_2(m_u)}{I_2(m_s)}, \qquad (7)$$

$$m_{K^*}^2 = m_\rho^2 \frac{I_2(m_u)}{I_2(m_u, m_s)} + \frac{3}{2}(m_s - m_u)^2 .$$

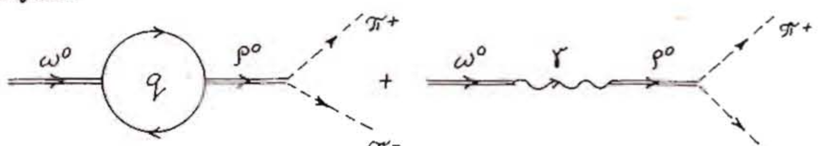
Тогда, выбирая для m_s значение 460 МэВ, получаем

$$m_\varphi = 1025 \text{ МэВ}, \qquad m_{K^*} = 916 \text{ МэВ}, \qquad (8)$$

что находится в удовлетворительном согласии с экспериментом/7/

$$m_\varphi^{\text{эксп}} = 1020 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_\varphi \approx 4{,}2 \text{ МэВ},$$
$$m_{K^*}^{\text{эксп}} = 892 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{K^*} = 51 \text{ МэВ} .$$

Нам осталось теперь зафиксировать разность масс u- и d-кварков. Для этого удобно использовать распад $\omega \to 2\pi$. Действительно, этот распад описывается двумя диаграммами, изображенными на рисунке.



а б

В первой диаграмме переход $\omega \to \rho$ происходит за счет сильных взаимодействий и пропорционален разности масс u- и d-кварков. Во второй диаграмме этот переход осуществляется за счет электромагнитных взаимодействий. Его вклад значительно меньше, чем в первом случае. Это и позволяет зафиксировать разность масс u- и d-кварков через ширину распада $\omega \to 2\pi$.

Амплитуда этого распада имеет вид

$$T_{\omega \to 2\pi} = C\,(p^+ - p^-)^\mu \omega_\mu \pi^+ \pi^- . \qquad (9)$$

Здесь p^+ и p^- это импульсы π^+ и π^--мезонов, а константа $C = C_1 + C_2$ состоит из двух частей. C_1 описывает процесс сильного перехода $\omega \to \rho$, идущий за счет разности масс u- и d-кварков

$$C_1 = \frac{8(\pi \alpha_\rho)^{3/2} m_\omega^2}{3(m_\rho^2 - m_\omega^2 + i m_\rho \Gamma_\rho)} \left[I_2(m_u) - I_2(m_d) \sim \frac{3}{(4\pi)^2} \ln\left(\frac{m_d}{m_u}\right)^2 \right]. \qquad (10)$$

C_2 описывает электромагнитный переход $\omega \to \rho$ и имеет знак, противоположный C_1 :

$$C_2 = -\sqrt{\frac{\pi}{\alpha_\rho}} \frac{2\alpha m_\omega^2}{3(m_\rho^2 - m_\omega^2 + i m_\rho \Gamma_\rho)} . \qquad (11)$$

Используя экспериментальное значение ширины распада $\omega \to 2\pi$, равное 140 кэВ, получаем для разности масс u- и d-кварков значение

$$\Delta = m_d - m_u = 4 \text{ МэВ}. \qquad (12)$$

Перейдем теперь к описанию масс псевдоскалярных мезонов. Для этого воспользуемся формулами, полученными в/1,2/:

$$m_{\pi^0}^2 = \frac{1}{2}(C_{uu} + C_{dd}) , \quad m_{\pi^\pm}^2 = C_{ud} + (m_d - m_u)^2,$$
$$m_{K^\pm}^2 = C_{us} + (m_s - m_u)^2 , \quad m_{K^0}^2 = C_{ds} + (m_s - m_d)^2, \qquad (13)$$
$$m_{\eta, \eta'}^2 = \frac{1}{2}\left[C_{uu} + C_{ss} + d_\varphi \mp \sqrt{\left(d_\varphi - \frac{C_{ss} - C_{uu}}{3}\right)^2 + \frac{8}{9}(C_{ss} - C_{uu})^2} \right].$$

Здесь $C_{ij} = [Z/4 I_2(m_i, m_j)][1/G_2 - 4(I_1(m_i) + I_1(m_j))]$, где $I_1(m_i) = [3/(4\pi)^2][\Lambda^2 - m_i^2 \ln(1 + \Lambda^2/m_i^2)]$ -квадратично расходящийся интеграл, $I_2(m_i, m_j) = [3/(4\pi)^2 (m_i^2 - m_j^2)][m_i^2 \ln(1 + \Lambda^2/m_i^2) - m_j^2 \ln(1 + \Lambda^2/m_j^2)]$ логарифмически расходящийся интеграл, соответствующий кварковой петле с кварками i и j. $Z = (1 - 6 m_u^2 / m_{A_1}^2)^{-1}$ – перенормировочный множитель для псевдоскалярных полей. Поскольку массы аксиально-векторных мезонов A_1 , Q_1 и D , являющихся причиной возникновения множителя Z , приблизительно равны друг другу, мы будем считать Z одинаковым для всего нонета мезонов φ_i . Член $d_\varphi = 8 \cdot 10^5$ МэВ^2 обязан своим происхождением учету глюонных аномалий/8,9/. Он позволяет правильно описать массы η- и η'-мезонов.

Используя массу π^0-мезона, можно найти величину константы четырехкваркового взаимодействия $G_1 = 4{,}7 \cdot 10^{-6}$ МэВ$^{-2}$. После этого, для значений m_u = 280 МэВ, m_d = 284 МэВ, m_s = 460 МэВ и Λ = 1280 МэВ, получаем

$$m_{K^+} = 493 \text{ МэВ}, \quad m_{K^0} = 497 \text{ МэВ}, \quad m_\eta = 520 \text{ МэВ}, \quad m_{\eta'} = 1027 \text{ МэВ}.$$

Выбранное выше значение d_φ соответствует углу смешивания синглет-октетных компонент эта-мезонов, равному $\theta = -18^\circ$, что вполне согласуется с последними экспериментальными данными/10/.

В нашей модели можно вычислить также связь констант F_K и F_S с F_π. Действительно, из тождеств Голдбергера-Треймана получаем

$$\frac{Z}{4I_2(m_u,m_s)} = g_K^2 = \left(\frac{m_u+m_s}{2F_K}\right)^2 \longrightarrow F_K = 1{,}18\,F_\pi, \qquad \frac{Z}{4I_2(m_s)} = g_S^2 = \left(\frac{m_s}{F_S}\right)^2 \longrightarrow F_S = 1{,}3\,F_\pi. \tag{I4}$$

Эти значения также согласуются с известными экспериментальными и теоретическими оценками[11,12].

Проведенные исследования показывают, что в предлагаемой нами модели можно вполне корректно вычислить массы двух мезонных нонетов -псевдоскалярного и векторного. При этом удается описать такие тонкие эффекты, как разность масс K^0 и K^+ -мезонов, связь констант F_K и F_π и распады вида $\omega \to 2\pi$. Величины выбранных в качестве параметров теории масс составляющих кварков вполне согласуются с общепринятыми значениями.

Литература

I. Volkov M.K. Ann.Phys., 1984, 157, p. 282.
2. Волков М.К. ЭЧАЯ, I986, I7, вып. 3.
3. Nambu Y., Jona-Lasinio G., Phys.Rev., 1961, 122, p. 345.
4. Eguchi T. Phys.Rev., 1976, D14, p. 2755.
5. Волков М.К., Осипов А.А. Препринт ОИЯИ Р2-85-390, Дубна, I985.
6. Gasiorowicz S., Geffen D.A. Rev.Mod.Phys., 1969, 41, p. 531.
7. Particle Data Group, Phys.Lett., 1982, B111.
8. Di Vecchia P., Nicodemi F., Pettorino R., Veneziano G., Nucl.Phys. 1981, B181, p. 318.
9. Волков М.К. ЭЧАЯ, I982, I3, с.I070.
I0. Apel W.D. et al. Phys.Lett., 1979, B83, p. 131.
11. Pagels H. Phys.Rep.,1975, 16C, p.219.
12. Paschos E.A., Turke U., Phys.Lett., 1982, B116, p. 360.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 октября I985 года.

Волков М.К., Иванов А.Н. Р2-85-767

Массы векторных и псевдоскалярных мезонов в модели кварковых петель

Показана самосогласованность кварковой модели сверхпроводящего типа /модели кварковых петель/ на примере вычисления спектра масс векторных и псевдоскалярных мезонов. Фиксируя разности масс u-, s -кварков и u-, d -кварков по разности масс ρ-, ϕ -мезонов и по ширине распада $\omega \to \pi^+\pi^-$, можно правильно описать спектр масс как векторных, так и псевдоскалярных мезонов, вместе с таким тонким эффектом как разность масс K^0- и K^+-мезонов. Кроме того, получена правильная величина разности константы распадов π- и K-мезонов / F_π и F_K /.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой.

Volkov M.K., Ivanov A.N. P2-85-767

Pseudoscalar and Vector Meson Masses in the Quark Loop Model

On an example of calculating vector and pseudovector mass spectra self-consistency of the superconductor quark model (the quark loop model) is proved. By fixing the mass difference of u,s-quarks and u,d-quarks from the mass difference of ρ-, ϕ-mesons and decay $\omega \to \pi^+\pi^-$ width it is possible to describe correctly both the vector and pseudovector meson mass spectrum, as well as such a subtle effect as the mass difference of K^0 - and K^+- mesons. Besides, a correct value is found for the difference of decay constants of π - and K -mesons (F_π and F_K).

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985