

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕЗОНОВ В СИММЕТРИИ $SU(6)$

М.П.Рекало

В настоящей заметке исследуются соотношения между магнитными моментами заряженных векторных мезонов и амплитудами распада $V \rightarrow P + \gamma$ в рамках $SU(6)$ -симметрии [1] (V - векторный мезон, принадлежащий к унитарному октету или синглету, P - псевдоскалярный мезон).

Векторные и псевдоскалярные мезоны в $SU(6)$ -симметрии описываются тензором второго ранга Φ_B^A ($A, B = 1, \dots, 6$),

который в терминах волновых функций мезонов имеет вид [2] :

$$\Phi_B^A \equiv \Phi_{j,\beta}^{i,\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\delta_j^i f_\beta^\alpha + (\sigma_j)^i (V_\beta^\alpha + \frac{1}{\sqrt{3}} \delta_\beta^\alpha V_0) \right], \quad (1)$$

где $i, j = 1, 2$ - спиновые индексы, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ - унитарные индексы, f_β^α - волновая функция октета псевдоскалярных мезонов, V_β^α - волновая функция октета векторных мезонов, V_0 - волновая функция векторного синглета.

Если электромагнитный ток мезонов является компонентой представления $SU(6)$ размерности $\underline{35}$, соответствующей триплету (поскольку речь идет о магнитных моментах или магнитных переходах) относительно спиновой подгруппы $SU(2)$ и компоненте T_1^1 октета относительно подгруппы $SU(3)$, то для тока можно получить:

$$\begin{aligned} I_A^{A'} \equiv I_{i\alpha}^{i'\alpha'} = & a \left(\bar{\Phi}_{j,\beta}^{i,\alpha'} \Phi_{i,\alpha}^{j,\beta} + \bar{\Phi}_{i,\alpha}^{j,\beta} \Phi_{j,\beta}^{i,\alpha'} - \right. \\ & \left. - \frac{1}{3} \delta_i^{i'} \delta_\alpha^{\alpha'} \Phi_{j,\beta}^{z,r} \Phi_{z,r}^{j,\beta} \right) + b \left(\bar{\Phi}_{j,\beta}^{i,\alpha'} \Phi_{i,\alpha}^{j,\beta} - \Phi_{i,\alpha}^{j,\beta} \Phi_{j,\beta}^{i,\alpha'} \right). \quad (2) \end{aligned}$$

Тот факт, что ток определяется двумя параметрами, немедленно вытекает из разложения $\underline{35} \otimes \underline{35}$ на неприводимые представления $SU(6)$: $\underline{35} \times \underline{35} = \underline{1} + \underline{35} + \underline{35} + \underline{189} + \underline{280} + \underline{280}^* + \underline{405}$.

Согласно инвариантности относительно зарядового сопряжения магнитные моменты нейтральных векторных мезонов равны нулю, по этой причине в (2) необходимо считать $b=0$. Подставив в (2) выражение для Φ_B^A (1), получим для тока, ответственного за магнитные моменты и магнитные переходы, следующее выражение:

$$I_{\beta}^{\alpha} = a g_i^{l'} [(f_{\beta}^{\alpha'} Q_{\alpha}^{\beta} + f_{\alpha}^{\beta} Q_{\beta}^{\alpha'}) + (Q_{\beta}^{\alpha'} f_{\alpha}^{\beta} + Q_{\alpha}^{\beta} f_{\beta}^{\alpha'})] +$$

$$+ i a (G_2)_i^{l'} \varepsilon_{\rho\sigma\tau} [(Q_{\rho}^{\alpha'}) (Q_{\sigma}^{\beta}) - (Q_{\rho}^{\beta}) (Q_{\sigma}^{\alpha'})], \quad (3)$$

где

$$Q_{\beta}^{\alpha} = V_{\beta}^{\alpha} + \frac{1}{\sqrt{3}} \delta_{\beta}^{\alpha} V_0.$$

В (3) слагаемое, пропорциональное $(G)_i^{l'}$, описывает магнитные переходы типа $V \rightarrow P + \gamma$, слагаемое, пропорциональное $(G_2)_i^{l'}$, отвечает магнитным моментам векторных мезонов, причем все эти величины определяются одним параметром.

Из (3) для амплитуд распадов $V \rightarrow P + \gamma$ вытекают следующие соотношения:

$$g(\rho^- \rightarrow \pi^- \gamma) = g(\rho^+ \rightarrow \pi^+ \gamma) = g(K^{*-} \rightarrow K^- \gamma) = g(K^{*+} \rightarrow K^+ \gamma) =$$

$$= -\frac{1}{2} g(K^{*0} \rightarrow K^0 \gamma) = -\frac{1}{2} g(\bar{K}^{*0} \rightarrow \bar{K}^0 \gamma) = g(\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{3}} g(\rho^0 \rightarrow \eta \gamma) = -g(\omega_8 \rightarrow \eta \gamma) = \frac{1}{\sqrt{3}} g(\omega_8 \rightarrow \pi^0 \gamma) = \frac{1}{\sqrt{2}} g(\omega_1 \rightarrow \eta \gamma) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{6}} g(\omega_1 \rightarrow \pi^0 \gamma) = a, \quad (4)$$

где ω_8, ω_1 - изотопические синглеты из унитарных октета и синглета.

Соотношения (4) содержат предсказания, следующие из зарядовой симметрии, унитарной симметрии $SU(3)$ [3], а также несколько следствий, появляющихся только в $SU(6)$ -симметрии. В частности, если от ω_8 и ω_1 перейти к физи-

ческим частицам ω и φ , считая $\cos\theta = \sqrt{\frac{2}{3}}$, $\sin\theta = \sqrt{\frac{1}{3}}$ [4], получим

$$g(\varphi \rightarrow \pi^0 \gamma) = 0, \quad (5a)$$

$$\frac{1}{3} g(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = g(\varphi \rightarrow \pi \gamma) = g(\omega \rightarrow \pi \gamma) = a. \quad (5b)$$

Из (5a) следует, что в $SU(6)$ -симметрии естественным образом запрещен распад $\varphi \rightarrow \pi^0 + \gamma$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [5]. В $SU(3)$ -симметрии этот запрет приходилось вводить извне. Тогда согласно ρ -доминирующей модели для распадов векторных мезонов [6] (5a) приводит к запрещению распадов $\varphi \rightarrow 3\pi$, $\varphi \rightarrow \rho + \pi$, что также хорошо согласуется с данными о распадах φ -мезона.

И, наконец, для магнитных моментов заряженных векторных мезонов имеют место соотношения:

$$\mu(\rho^+) = -\mu(\rho^-) = \mu(K^{*+}) = -\mu(K^{*-}) = 3a. \quad (6)$$

Используя для ширины распада $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ значение 1 Мэв [7] получим для магнитного момента ρ^+ -мезона следующую величину:

$$\mu(\rho^+) = \pm 3,2 \text{ мезонных магнетона.} \quad (7)$$

Знак магнитного момента можно было бы в принципе найти из экспериментов по фотообразованию заряженных векторных мезонов на протоне или из экспериментов по образованию пар мезонов на встречных (e^+e^-) - пучках.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
29 марта 1965 г.

Интерэтыпа

- [1] F.Gürsey, L.A.Radicati. Phys. Rev.Lett., 13, 173, 1964;
A.Pais. Phys. Rev.Lett. 13, 175, 1964; F.Gürsey, A.Pais,
L.A.Radicati.Phys.Rev.,Lett., 13, 239, 1964.
- [2] B.Sakita. Phys.Rev., 136, B1756, 1964.
- [3] S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 11, 49, 1963.
- [4] T.K.Kuo, T.Yao. Phys. Rev. Lett., 13, 415, 1964.
- [5] P.Schlein, W.E.Slater, L.T.Smith, D.H.Stork, H.K.Ticho.
Phys. Rev. Lett., 10, 368, 1963; P.L.Connoly,
E.L.Hart, K.W.Lal, G.London, G.C.Moneti, R.R.Rau, N.P.Sa-
mios, I.O.Skillicorn, S.S.Yamamoto, M.Goldberg, M.Gundzik,
J.Leitner, S.Lichtman. Phys. Rev. Lett., 10, 371, 1963;
Y.Y.Lee, W.D.C.Moeba, B.P.Rose, D.Sinclair, J.C.Van der
Velde. Phys. Rev. Lett., 11, 508, 1963.
- [6] M.Gell-Mann, D.Sharp, W.G.Wagner.Phys.Rev.Lett., 8,
261, 1962.
- [7] M.Gelfand, D.Miller, N.Nussbaum, J.Ratau, J.Schultz,
J.Steinberger, T.H.Tan, L.Kirsch, R.Plano. Proc. of
Sienna Intern.Conf. on elementary particles, vol.I,
p. 293.