

СЗЗЗ.4

С-603

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2089



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Л. Д. Соловьев

О РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ
ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

*Phys. Lett, 1965, v16, n3,
с. 345-346.*

1965

P-2089

Л.Д.Соловьев

О РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ
ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Направлено в Physics Letters

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

3239/1 нр.

Рассмотрим распады векторных мезонов на фотон и псевдоскалярный мезон в рамках обычным образом нарушенной унитарной симметрии $SU_3^{/1/}$ и $SU_6^{/2/}$ (этот вопрос с привлечением модельных предположений в рамках симметрии SU_6 рассмотрен в работах ^{/3/}). В рамках симметрии SU_3 , нарушенной лишь электромагнитным образом ^{/1/}, эффективный лагранжиан перехода V (или ω_0) $\rightarrow P + \gamma$ (V — к P — октеты векторных и псевдоскалярных мезонов, ω_0 — унитарный синглет) имеет структуру

$$a V_A^1 P_1^A + b V_1^A P_A^1 - \frac{1}{3}(a+b) V_B^A P_A^B + c \omega_0 P_1^1. \quad (1)$$

При сделанном предположении об изотопических свойствах электромагнитных переходов из сохранения G — четности следует, что матричные элементы распадов $\rho^{+0} \rightarrow \pi^{+0} + \gamma$ равны между собой. Отсюда следует, что $a = b$.

При этом из (1) получаем следующие связи между константами распадов (символ γ в обозначениях констант опущен):

$$\begin{aligned} g_{\rho\pi} &= g_{\kappa_{зар}^+ \kappa_{зар}^-} = -\frac{1}{2} g_{\kappa_{нейтр}^+ \kappa_{нейтр}^-} = \frac{1}{\sqrt{3}} g_{\rho\eta} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} g_{\phi_0 \pi^+} = -g_{\phi_0 \eta^-}; \quad g_{\omega_0 \pi^+} = \sqrt{3} g_{\omega_0 \eta^-}. \end{aligned} \quad (2)$$

Физические частицы ϕ и ω связаны с ϕ_0 и ω_0 поворотом

$$\phi = \cos \alpha \phi_0 + \sin \alpha \omega_0; \quad \omega = -\sin \alpha \phi_0 + \cos \alpha \omega_0. \quad (3)$$

Из массовых формул следует, что угол $\alpha = 38^\circ 4'$. Формулы (2), (3) позволяют выразить все константы распадов векторных мезонов через две константы, например,

$$g_{\rho\pi} = \frac{1}{\sqrt{3}} (\cos \alpha g_{\phi\pi} - \sin \alpha g_{\omega\pi}) = \sin \alpha g_{\omega\eta} + \cos \alpha g_{\phi\eta} \quad (4)$$

и т.д. Чтобы получить отсюда соотношения между ширинами, нужно учесть фазовые объемы:

$$\Gamma_{\kappa_{нейтр}^+ \kappa_{нейтр}^-} = 4 \Gamma_{\kappa_{зар}^+ \kappa_{зар}^-}; \quad \Gamma_{\rho\eta} = 3 \left(\frac{m_\rho^2 - m_\eta^2}{m_\rho^2 - m_\pi^2} \right)^2 \Gamma_{\rho\pi} \quad (5)$$

и т.д. Если еще предположить, что $g_{\phi\pi} = 0$ ($g_{\phi\pi} \ll g_{\omega\pi}$), то все соотношения (2), (3) симметрии SU_3 переходят в соотношения симметрии SU_6 .

В рамках симметрии $SU_6^{/2/}$ все 9 векторных и 8 псевдоскалярных мезонов объединяются в один 35-плет M_β^a , поэтому здесь распад ω -мезона не является независимым. Все константы распадов (заметим, что эти распады носят чисто магнитный характер) и магнитные моменты векторных мезонов выражаются лишь через одну константу, поскольку из произведения самосопряженного 35-плета M_β^a самого на себя можно получить лишь один независимый 35-плет. Если еще принять, что магнитный момент связан с генератором группы $SU_6^{/5/}$, то эта константа выражается через магнитный момент протона.

Эффективный лагранжиан магнитного взаимодействия 35-плета имеет структуру

$$M_{\beta}^{\alpha} (\mu_3)_{\alpha\delta}^{\beta\gamma} M_{\gamma}^{\delta} \quad (8)$$

Оператор магнитного момента μ_3 является генератором во всех представлениях, которые описываются тензорами с верхними индексами.

Для сопряженных представлений (тензоры с нижними индексами) генератором является минус магнитный момент. В нижнем представлении ψ^{α} (кварк) магнитный момент $\mu_3 = g Q J_3 = g \mu$ имеет следующие (диагональные) матричные элементы

$$2\mu_1 = -\mu_2 = -\mu_3 = -2\mu_4 = \mu_5 = \mu_6 = \frac{1}{6} \quad (7)$$

Те же значения имеет магнитный момент и в представлении ϕ_{α} . Поэтому

$$\mu_{\alpha\delta}^{\beta\gamma} = \mu_{\delta}^{\beta} \delta_{\alpha}^{\gamma} + \mu_{\alpha}^{\gamma} \delta_{\delta}^{\beta} - (\mu_{\alpha} + \mu_{\beta}) \delta_{\delta}^{\beta} \delta_{\alpha}^{\gamma} \quad (8)$$

и выражение (8) сводится к

$$\sum_{\alpha, \beta} g (\mu_{\alpha} + \mu_{\beta}) M_{\beta}^{\alpha} M_{\alpha}^{\beta} \quad (9)$$

Тензор M_{β}^{α} следующим образом связан с операторами частиц:

$$M_{\beta}^{\alpha} = M_{bB}^{aA} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta_a^b P_B^A + \sigma_a^b \vec{V}_B^A) \quad (10)$$

Индексы связаны соотношениями $1 = 11, 2 = 12, 3 = 13, 4 = 21, 5 = 22, 6 = 23$. Из (9), (10) следует, что радиационные распады происходят лишь в состояниях с нулевым значением проекции спина мезона на направление магнитного поля. Ненулевые константы этих распадов и магнитные моменты связаны равенствами

$$\begin{aligned} \mu_{\kappa^{*+}} = \mu_{\rho^{*+}} = 3\mu_{\rho\pi} = \mu_{\omega\pi} = \sqrt{3}\mu_{\rho\eta} = 3\sqrt{3}\mu_{\omega\eta} = \\ = \frac{3\sqrt{6}}{4}\mu_{\phi\eta} = 3\mu_{\kappa^{*}\text{зар}} = \mu_{\kappa^{*}\text{нейтр}} = \frac{1}{2}g \end{aligned} \quad (11)$$

Как показано в /5/, $\frac{1}{2}g = \mu_p$. В этом случае все константы (11) выражаются через магнитный момент протона. Свяжем константу $\mu_{\omega\pi}$ с константой $g_{\omega\pi}$ стоящей в лагранжиане $L = g_{\omega\pi} \epsilon_{lmn} \partial^l \omega^m \partial^n A^{\pi}$. Если считать, что массы ω и π близки к некоторой средней массе 35-плета, то в нерелятивистском приближении L сводится к $\frac{1}{2i} g_{\omega\pi} \psi^* \vec{H} \psi$, откуда

$$\frac{1}{2} g_{\omega\pi} = \mu_{\omega\pi} = \mu_p = 2,79 \frac{e}{2M_p} \quad (12)$$

Тогда

$$\Gamma_{\omega\pi} = \frac{g_{\omega\pi}^2}{12\pi} \left(\frac{m_{\omega}^2 - m_{\pi}^2}{2m_{\omega}} \right)^2 = 1,15 \text{ Мэв} \quad (13)$$

что прекрасно согласуется с экспериментальным значением $(1,0 \pm 0,3) \text{ Мэв}^{1/8}$.

Автор искренне признателен Р.М.Рыдину за многочисленные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. M.Gell-Mann, California Inst. of Technology Report CTSI-20, 1961 (препринт); Y.Ne'eman, Nucl. Phys., 26, 222 (1961); S.Coleman, S.L.Glashow, Phys. Rev. Lett., 6, 423 (1961); S.Okubo, Progr. Theor. Phys., 27, 949 (1962).
2. F.Gürsey, L.A.Radicati, Phys. Rev. Lett., 13, 173 (1964); B.Sakita, Phys. Rev., 136, B1756 (1964); M.A. Beg, B.W.Lee, A.Pais, Phys. Rev. Lett., 13, 514 (1964).
3. M.Gell-Mann, F.Zachariasen, Phys. Rev., 124, 953 (1961); P.Singer, Phys. Rev., 130, 2441 (1963); C.H.Chan, Phys. Lett., 8, 211 (1964).
4. J.J.Sakurai, Phys. Rev., 132, 434 (1963).
5. В.Г.Кадышевский, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, И.Т.Тодоров. Препринт ОИЯИ, Д-1929 (1965).
6. A.H.Rosenfeld et al, Rev. Mod. Phys., 36, 977 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1965 г.