ЯФ, 1966, т.4, в.4, с.843-845

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2419

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Дао Вонг Дык

РАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД 1^{+}-МЕЗОНОВ И УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ

1965

P-2419

Дао Вонг Дык

РАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД 1^{+}-МЕЗОНОВ И УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

В ряде работ[1-3] даны некоторые указания на существование мезонных резонансов со спином 1^+, которые называют B -мезонами. С другой стороны, так как 2^+ мезоны (A-мезоны) экспериментально уже обнаружены[4-8], то с точки зрения $SU(6)$ существование 1^+-мезонов (а также 0^+- мезонов) является обязательным, и, таким образом, экспериментальные поиски B -мезонов могли бы иметь большое значение для проверки гипотезы $SU(6)$ симметрии.

Ясно, что 1^+-мезоны могут распадаться не на два, а на три (или больше) псевдоскалярных мезона. Однако, если их массы недостаточно велики, то в большинстве случаев указанные распады энергетически запрещены. В таких случаях заслуживает внимания их радиационный распад:

$$1^+ \to 0^- + \gamma . \tag{1}$$

Цель настоящей работы - дать общее выражение для вероятности распада (1), а также соотношения между ширинами различных процессов (1) в рамках схемы унитарной симметрии[x)], что даст некоторую возможность классификации новых найденных 1^+-мезонов.

Обозначим через B_μ вектор поляризации 1^+-мезона, q_μ - импульс 0^--мезона, e_μ и k_μ - вектор поляризации и импульс фотона.

Матричный элемент для процесса (1) есть:

$$M = (2\pi)^4 \; e \; j_\mu \, e_\mu , \tag{2}$$

где j_μ - электромагнитный ток перехода $1^+ \to 0^-$. Легко видеть, что с учетом условия сохранения тока $k_\mu j_\mu = 0$, наиболее общим видом j_μ является:

$$j_\mu = G \; ((Bk)\, q_\mu - (qk)\, B_\mu), \tag{3}$$

где G - некоторая константа размерности обратной энергии.

---

x) Распад $1^+ \to 1^- + 0^-$ в схеме $SU(6)$ рассмотрен в работе[9].

Вычисление по (2) и (3) дает нам следующее выражение для вероятности распада (1):

$$W = \frac{e^2}{96\,\pi}\,|G|^2\left[\frac{1}{m_B}\left(m_B^2 - m_P^2\right)\right]^3, \tag{4}$$

где m_B и m_P – масса 1^+–мезона и 0^-–мезона.

В схеме симметрии $SU(6)$ 1^+–мезоны вместе с 2^+ – и 0^+ – мезонами объединяются в супермультиплеты 189 или 405, которые содержат 1^+–мезоны в $SU(3)$ –мультиплетах с размерностью 8, 10 и 10^* для случая 189, и, кроме того, 27 для случая 405.

Общее выражение (для унитарной части) тока, удовлетворяющего условию C–инвариантности для распада (1), имеет вид:

$$j_a^b = G_8\left(B_a^c \bar{P}_c^b - \bar{P}_a^c B_c^b\right) \tag{5}$$

для октета,

$$j_a^b = G_{10}\left(\epsilon^{bce}\,\bar{P}_e^f\,B_{\{acf\}} - \epsilon_{ace}\,\bar{P}_f^e\,B^{*\{bcf\}}\right), \tag{6}$$

для декаплета и антидекаплета, и

$$j_a^b = 0$$

для 27–плета, т.е. распады (1) запрещены для 1^+–мезонов этого $SU(3)$ мультиплета.

Введем обозначение $B_{I,Y}^Q(n)$ для 1^+–мезонов, принадлежащих $SU(3)$ –мультиплету с размерностью n и имеющих заряд Q, гиперзаряд Y, изоспин I. Из (5) вытекают, что распады (1) для всех нейтральных мезонов октета запрещены:

$$G\left(B^\circ \to P^\circ \gamma\right) = 0,$$

а для распадов других мезонов октета G равны между собой по величине:

$$G\left(B^+_{\frac{1}{2},1} \to K^+\gamma\right) = G\left(B^+_{1,0} \to \pi^+\gamma\right) = -G\left(B^-_{1,0} \to \pi^-\gamma\right) = -G\left(B^-_{\frac{1}{2},-1} \to K^-\gamma\right).$$

Таким образом, для октета 1^+–мезонов отношения между ширинами распада (1) (для заряженных мезонов) есть просто отношения между соответствующими величинами

$$\left[\frac{1}{m_B}\left(m_B^2 - m_P^2\right)\right]^3.$$

Для случая декаплета из (6) следует:

$$G\left(B^- \to P^-\gamma\right) = 0$$ (распады (1) для всех отрицательно заряженных мезонов запрещены)

$$G\left(B^+_{3/2,1} \to K^+\gamma\right) = G\left(B^\circ_{3/2,1} \to K^\circ\gamma\right) = -G\left(B^+_{1,0} \to \pi^+\gamma\right) = 2\,G\left(B^\circ_{1,0} \to \pi^\circ\gamma\right) =$$

$$= -\frac{2}{\sqrt{3}}\,G\left(B^\circ_{1,0} \to \eta\gamma\right) = -G\left(B^\circ_{1/2,-1} \to \bar{K}^\circ\gamma\right).$$

Для случая антидекаплета получим аналогичные соотношения, учитывая равенство:

$$G\left(B_{I,Y}^Q(10) \to P_Y^Q + \gamma\right) = -G\left(B_{I,-Y}^{-Q}(10^*) \to P_{-Y}^{-Q} + \gamma\right),$$

вытекающее из (6). В этом случае, в частности, распады (1) для положительно заряженных мезонов запрещены. Зная соотношения между константами G, можно найти соотношения между ширинами распада по формуле (4).

В заключение отметим, что выше были найдены соотношения между константами G для чистых $SU(3)$ мультиплетов 8, 10, 10^* и 27. В схеме $SU(6)$, однако, предполагают, что физическим состоянием частицы с данными Q, I, Y является линейная комбинация $C_n B_{I,Y}^Q(n)$, причем коэффициенты смешивания C_n выбраны так, что эта линейная комбинация отвечает определенному представлению группы Вигнера $SU(4)$. В таких случаях, зная коэффициенты смешивания и используя найденные соотношения, можно также легко найти соотношения между G для распадов физических состояний.

Автор искренне благодарит Нгуен Ван Хьеу за ценные обсуждения.

Литература

1. M.Abolins, R.L.Lander, W.A.Mehlhop, N.H.Xuong, P.M.Yager. Phys. Rev. Lett., 11, 381 (1965).
2. G.Goldhaber, S.Goldhaber, J.A.Kadyk, B.C.Shen. Phys. Rev. Lett., 15, 118 (1965).
3. Z.G.T.Guiragossian, D.H.Miller, S.U.Chung, O.I.Dahl. Bull. Am. Phys. Soc., 10, 502 (1965).
4. W.Selove, V.Hagepian, B.Brody, A.Baker, E.Leboy. Phys. Rev. Lett., 9, 272 (1962).
5. J.J.Veillet, J.Hennessy, H.Bingham, M.Bloch, D.Drijard, A.Lagarrigue, P.Mittner, A.Rousset, G.Bellini, M.Carato, E.Fiorini, P.Negri. Phys. Rev. Lett., 10, 29 (1963).
6. G.Goldhaber, J.L.Brown, S.Goldhaber, I.A.Kadyk, B.C.Shen, G.H.Trilling. Phys. Rev. Lett., 12, 336 (1964).

7. S.U.Chung, O.I.Dahl, L.M.Hardy, R.I.Hess, G.R.Kaldfleisch, J.Kirz, P.H.Miller, G.A.Smith. Phys. Rev. Lett., 12, 621 (1964).

8. J.Alitti, J.B.Baton, D.Deler, M.Neveu-Rene, J.Crussard, J.Ginestet, A.H.Tran, R.Gessaroli, A.Romano,. Phys. Lett., 15, 69 (1965).

9. R.H.Capps, J.G.Koerner. Phys. Rev. Lett., 15, 320 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 ноября 1965 г.