ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2790

Л. Енковски, В.В. Кухтин, Нгуен Тхи Хонг

О СУЩЕСТВОВАНИИ НЕКОТОРЫХ БАРИОННЫХ И МЕЗОННЫХ УНИТАРНЫХ МУЛЬТИПЛЕТОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P - 2790

Л. Енковски, В.В. Кухтин, Нгуен Тхи Хонг

О СУЩЕСТВОВАНИИ НЕКОТОРЫХ БАРИОННЫХ И МЕЗОННЫХ УНИТАРНЫХ МУЛЬТИПЛЕТОВ

Направлено в ЯФ

В настоящее время широко обсуждается возможность классификации барионных и мезонных резонансов по представлениям группы $SU(3)$. В данной работе рассмотрена возможность существования нонета мезонных резонансов 1^+ и октета, декуплета и синглета барионных резонансов со спинами и четностями $5/2^+$, $7/2^+$ и $1/2^-$ соответственно.

Среди найденных в последнее время мезонных резонансов можно выделить следующий нонет 1^+ (см. также [1]):

E - мезон[2] с $T=Y=0$ и m = 1420 Мэв, $E \to \begin{cases} K^\circ \tilde{K} \\ K\tilde{K}\pi \end{cases}$,

H - мезон[2] с $T=Y=0$ и m = 975 Мэв, $H \to 3\pi$,

B - мезон[2] с $T=1, Y=0$ и m = 1220 Мэв, $B \to \omega\pi$

и $K\pi\pi$ - резонанс[3] с T = 1/2, Y = 1 и m = 1175 Мэв, для которого введем обозначение $K^{*\prime}$.

Массы перечисленных мезонов в пределах экспериментальных ошибок удовлетворяют массовой формуле

$$4m^2_{K^{*\prime}} = m^2_E + 2m^2_H + m^2_B , \tag{1}$$

соответствующей значению параметра смешивания $\cos\theta = \sqrt{\frac{2}{3}}$. Отметим, что этот нонет может принадлежать 35-плету группы $SU(6)$. Для дальнейшей проверки существования нонета необходимо точно определить значения спина и четности, а также G - четности у первых трех резонансов.

Поскольку у B - мезона G -четность равна +1, то E - и H - мезоны должны иметь G -четность (или C-четность) -1.

По барионным резонансам $\frac{5}{2}^+$ имеются такие экспериментальные данные:

$m_{N(\frac{5}{2}^+)}$ = 1688 Мэв, Y = 1 , T = 1/2;

$m_{\Lambda(\frac{5}{2}^+)} = 1815$ Мэв, $Y = T = 0$;

$m_{\Xi(\frac{5}{2}^+)} = 1933$ Мэв, $Y = -1$, $T = \frac{1}{2}$.

Предположим, что эти частицы являются компонентами октета. Тогда по массовой формуле Гелл-Манна–Окубо

$$3m_\Lambda + m_\Sigma = 2(m_N + m_\Xi)$$

можно найти массу недостающего изотриплета:

$$m_{\Sigma(\frac{5}{2}^+)} = 1797 \text{ Мэв.}$$

Резонансов $7/2^+$ открыто пока только два:

$\Delta(\frac{7}{2}^+)$ с $m = 1924$ Мэв, $T = 3/2$, $Y = 1$ и

$Y(\frac{7}{2}^+)$ с $m = 2065$ Мэв, $T = 1$, $Y = 0$.

Если допустить, что они принадлежат декуплету, то правило эквидистантности позволяет предсказать массы остальных частиц:

$m_{\Xi(\frac{7}{2}^+)} = 2206$ Мэв, $m_{\Omega(\frac{7}{2}^+)} = 2347$ Мэв.

Что касается барионного $\Lambda\eta$-резонанса [4,5] $Y^0(\frac{1}{2}^-)$, $m = 1670$ Мэв, $T = Y = 0$, то по квантовым числам он может быть синглетом или компонентой октета, нонета и т.д.

Рассмотрим распады барионных резонансов на барионы $1/2^+$ и псевдоскалярные мезоны 0^- [x/]. Матричные элементы распадов имеют вид:

$$M\left(\frac{1}{2}^- \to \frac{1}{2}^+ + 0^-\right) = g_i \bar{u}(p_2)\, u(p_1)\, \varphi(q), \quad (2)$$

$$M\left(\frac{7}{2}^+ \to \frac{1}{2}^+ + 0^-\right) = g_i \bar{u}(p_2)\, u_{\mu\nu\sigma}(p_1)\, \varphi(q)\, q_\mu q_\nu q_\sigma, \quad (3)$$

$$M\left(\frac{5}{2}^+ \to \frac{1}{2}^+ + 0^-\right) = g_i \bar{u}(p_2)\, \gamma_5\, u_{\mu\nu}(p_1)\, \varphi(q)\, q_\mu q_\nu. \quad (4)$$

Здесь $u_{\mu\nu}$ – спин-тензор частиц со спином 5/2, а $u_{\mu\nu\sigma}$ – со спином 7/2.

Из приведенных выше формул (2)-(4) получаем следующие выражения для вероятностей распадов.

$$\frac{1}{2}^-: \quad W = \frac{|g_i|^2}{8\pi}\,\frac{(M_1+M_2)^2-\mu^2}{M_1^2}\,|\vec{q}\,|, \quad (5)$$

x/ Распады частиц с высшими спинами изучались в работах [6-8].

$$\frac{7}{2}^+: \quad W = \frac{|g_i|^2}{140\pi}\,\frac{(M_1+M_2)^2-\mu^2}{M_1^2}\,|\vec{q}\,|^7, \quad (6)$$

$$\frac{5}{2}^+: \quad W = \frac{|g_i|^2}{40\pi}\,\frac{(M_1-M_2)^2-\mu^2}{M_1^2}\,|\vec{q}\,|^5. \quad (7)$$

где M_2 и μ – массы барионов $1/2^+$ и мезонов 0^- соответственно, $\vec{q}$ – трехмерный импульс рождающихся частиц в системе центра масс.

Для мезонов 1^+ представляет интерес изучение радиационных распадов $1^+ \to 0^- + \gamma$ поскольку вследствие калибровочной инвариантности вероятность каждого распада зависит от одной константы и из соотношений между константами распадов вытекают соотношения между вероятностями, чего нельзя сказать, например, о распадах $1^+ \to 0^- + 1^+$, где вероятность каждого процесса сложным образом зависит от двух комплексных констант [9]. Выражение для вероятности распада $1^+ \to 0^- + \gamma$ имеет вид [9]

$$W = \frac{\alpha |g_i|^2}{96\pi}\left(\frac{M^2-m^2}{M}\right)^3, \quad (8)$$

где m – масса псевдоскалярного мезона.

Будем считать, что между константами взаимодействий в формулах (5)-(8) существуют соотношения, вытекающие из симметрии $SU(3)$. Тогда из унитарных частей матричных элементов

$$\frac{1}{2}^-: \quad M = g_i Y^0 \bar{B}^\alpha_\beta \bar{P}^\beta_\alpha,$$

$$\frac{7}{2}^+: \quad M = g_i \bar{B}^\alpha_\beta \bar{P}^\gamma_\delta D_{\alpha\gamma\sigma} \varepsilon^{\beta\delta\sigma},$$

$$\frac{5}{2}^+: \quad M = g_i B'^\alpha_\gamma \bar{B}^\gamma_\alpha \bar{P}^\beta_\alpha + f_i B'^\gamma_\beta \bar{B}^\alpha_\gamma \bar{P}^\beta_\alpha,$$

$$1^+: \quad M_1 = g_i\left(\bar{P}^1_\gamma O^\gamma_1 + \bar{P}^\gamma_1 O^1_\gamma - \frac{2}{3}\bar{P}^\gamma_\delta O^\delta_\gamma\right), \qquad M_2 = f_i \bar{P}^1_1 \omega.$$

получаем следующие соотношения между константами:

$$\frac{1}{2}^{-}: \quad g_{Y^{0}\to\Sigma^{+}\pi^{-}} = g_{Y^{0}\to pK^{-}} = g_{Y^{0}\to\Lambda\eta}\,; \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \frac{7}{2}^{+}: \quad & g_{\Delta^{++}\to p\pi^{+}} = g_{\Delta^{++}\to K^{+}\Sigma^{+}} = g_{\Omega^{-}\to\Xi^{-}\tilde{K}^{0}} = \sqrt{2}\, g_{\Xi^{*-}\to\Lambda K^{-}} = \\ & = \sqrt{3}\, g_{Y^{+}\to\Xi^{0}K^{+}} = \sqrt{3}\, g_{Y^{+}\to p\tilde{K}^{0}} = \sqrt{2}\, g_{Y^{+}\to\Lambda\pi^{+}} = \\ & = \sqrt{2}\, g_{Y'^{+}\to\Sigma^{+}\eta} = \sqrt{2}\, g_{\Xi^{*-}\to\Xi^{-}\eta} = \sqrt{3}\, g_{\Xi^{*-}\to\Xi^{0}\pi^{-}} = \\ & = \sqrt{3}\, g_{\Xi^{*-}\to\Sigma^{-}\tilde{K}^{0}} = \sqrt{6}\, g_{Y^{+}\to\Sigma^{+}\pi^{0}}\,; \end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned} \frac{5}{2}^{+}: \quad & g_{\Sigma'^{+}\to\Sigma^{+}\eta} = g_{\Sigma'^{+}\to\Lambda\pi^{+}} = g_{\Lambda'\to\Sigma^{-}\pi^{+}} = -g_{\Lambda'\to\Lambda\eta}\,, \\ & g_{\Xi'^{0}\to\Xi^{-}\pi^{+}} = g_{\Sigma'^{+}\to p\tilde{K}^{0}}\,, \quad g_{\Xi^{-}\to\Sigma^{-}\tilde{K}^{0}} = g_{p'\to n\pi^{+}}\,, \\ & g_{\Xi^{-}\to\Lambda K^{-}} = g_{p'\to p\eta}\,; \end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned} 1^{+}: \quad & g_{B\to\pi\gamma} = \frac{1}{3}g, \quad g_{B\to\eta\gamma} = \frac{1}{\sqrt{3}}g, \quad g_{K^{*'\pm}\to K^{\pm}\gamma} = \frac{1}{3}g, \\ & g_{K^{*'0}\to K^{0}\gamma} = -\frac{2}{3}g. \end{aligned} \tag{12}$$

Используя эти соотношения и формулы (5) - (8), найдем ряд соотношений между вероятностями распадов рассматриваемых резонансов. Результаты вычислений приведены в табл. 1-4.

Отметим, что имеющихся экспериментальных данных пока мало для того, чтобы делать сравнения с рассчитанными соотношениями.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Нгуену Ван Хьеу за постановку задачи и постоянное внимание.

Литература

1. R.H.Dalitz. Proceed. Oxford Conference, 1965.
2. A.H.Rosenfeld et al., Rev.Mod.Phys., 37, 633 (1965).
3. T.P.Wangler et al. Phys.Lett., 9, §71 (1964).
4. Ван Юн-чан и др. XII международ. конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
5. D.Berley et al. Phys.Rev.Lett., 15, 531 (1965).
6. R.E.Behrends and C.Fronsdal. Phys.Rev., 106, 345 (1957).
7. D.M.Brudnoy. Phys.Rev.Lett., 14, 273 (21965).
8. M.C. Марионов. ЯФ, 2, 321 (1965).
9. Нгуен Ван Хьеу. Препринт ОИЯИ, 2571, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1966 г.

Т а б л и ц а 1

Отношение вероятностей	Теоретическое значение
$\dfrac{W(Y(\frac{1}{2}^-) \to N\tilde{K})}{W(Y(\frac{1}{2}^-) \to \Lambda\eta)}$	11,2
$\dfrac{W(Y(\frac{1}{2}^-) \to \Sigma\pi)}{W(Y(\frac{1}{2}^-) \to \Lambda\eta)}$	19,9

Т а б л и ц а 2

Отношение вероятностей	Теоретическое значение
$\dfrac{W(K^{*/\pm} \to K^{\pm}\gamma)}{W(B^{\pm}_{0} \to \pi^{\pm}_{0}\gamma)}$	0,51
$\dfrac{W(K^{*/0} \to K^{0}\gamma)}{W(B^{\pm}_{0} \to \pi^{\pm}_{0}\gamma)}$	2,03
$\dfrac{W(B^{0} \to \eta\gamma)}{W(B^{\pm}_{0} \to \pi^{\pm}_{0}\gamma)}$	1,58

Т а б л и ц а 3

Отношение вероятностей	Теоретическое значение
$\dfrac{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to \Sigma K)}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	$6,87 \cdot 10^{-3}$
$\dfrac{W(Y(\frac{3}{2}^+) \to \Lambda\pi)}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	0,525
$\dfrac{W(Y(\frac{3}{2}^+) \to \Sigma\pi)}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	0,2
$\dfrac{W(Y(\frac{3}{2}^+) \to \Sigma\eta)}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	0,02
$\dfrac{W(Y(\frac{3}{2}^+) \to N\tilde{K})}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	0,28
$\dfrac{W(Y(\frac{3}{2}^+) \to \Xi K)}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	$3,54 \cdot 10^{-3}$
$\dfrac{W(\Xi(\frac{3}{2}^+) \to \Xi\pi)}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	0,17
$\dfrac{W(\Xi(\frac{3}{2}^+) \to \Xi\eta)}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	0,02
$\dfrac{W(\Xi(\frac{3}{2}^+) \to \Sigma\tilde{K})}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	0,11
$\dfrac{W(\Xi(\frac{3}{2}^+) \to \Lambda\tilde{K})}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	0,2
$\dfrac{W(\Omega^-(\frac{3}{2}^+) \to \Xi K)}{W(\Delta(\frac{3}{2}^+) \to N\pi)}$	1,54

Таблица 4

Отношение вероятностей	Теоретическое значение
$\dfrac{W(\Sigma(\frac{5}{2}^{+}) \to \Sigma\eta)}{W(\Sigma(\frac{5}{2}^{+}) \to \Lambda\pi)}$	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$
$\dfrac{W(\Lambda(\frac{5}{2}^{+}) \to \Sigma\pi)}{W(\Sigma(\frac{5}{2}^{+}) \to \Lambda\pi)}$	1,52
$\dfrac{W(\Lambda(\frac{5}{2}^{+}) \to \Lambda\eta)}{W(\Sigma(\frac{5}{2}^{+}) \to \Lambda\pi)}$	0,038
$\dfrac{W(\Xi(\frac{5}{2}^{+}) \to \Xi\pi)}{W(\Sigma(\frac{5}{2}^{+}) \to N\tilde{K})}$	0,76
$\dfrac{W(\Xi(\frac{5}{2}^{+}) \to \Sigma\tilde{K})}{W(N(\frac{5}{2}^{+}) \to N\pi)}$	0,11
$\dfrac{W(\Xi(\frac{5}{2}^{+}) \to \Lambda\tilde{K})}{W(N(\frac{5}{2}^{+}) \to N\eta)}$	4,63