

С 323.4

Б-786

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

6/1 - 66

P - 2444



О.Г. Боков

ОКТЕТ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В СХЕМЕ УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

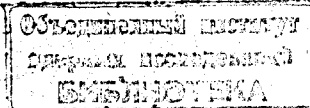
1965

P-2444

О.Г. Божов

ОКТЕТ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В СХЕМЕ УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

Направлено в "Ядерную физику"



1. Барийные резонансы со спин-четностью $3/2^-$ образуют в рамках симметрии $SU(3)$ октет частиц, который может распадаться на октет барионов $1/2^+$ и октет псевдоскалярных мезонов. Существование этого октета барийных резонансов подтвердило бы важность представления $70^{-1/}$ для барионов в группе $SU(6)$, где оно разлагается по схеме:

$$\underline{70}^- = (\underline{1}, \underline{2})^- + (\underline{8}, \underline{2})^- + (\underline{8}, \underline{4})^- + (\underline{10}, \underline{2})^- .$$

Здесь $(\underline{8}, \underline{4})^-$ есть рассматриваемый в настоящей работе октет резонансов $3/2^-$, названный в работе ^{2/} „ γ -октетом“.

В настоящее время экспериментально известны барийные резонансы со спином $3/2$ и отрицательной четностью относительно нуклонов, которые можно было бы приписать к унитарному октету. Сюда относятся достаточно хорошо установленные резонансы ^{3,4/} $N^*(1512)$, $Y_0^*(1520)$, $Y_1^*(1660)$ и $E^*(1820)$. Однако массы перечисленных резонансов не удовлетворяют массовой формуле Гелл-Манна-Окубо:

$$3\Lambda_\gamma + \Sigma_\gamma = 2(N_\gamma + E_\gamma), \quad (1)$$

где $N_\gamma = N^*$, $\Lambda_\gamma = Y_0^*$, $\Sigma_\gamma = Y_1^*$, $E_\gamma = E^*$.

Массовая формула (1) будет выполняться, если из четырех твердо установленных резонансов приписать к „ γ -октету“ только три, а массу четвертого найти из формулы (1). При этом возникают две альтернативы: либо к октету принадлежат ^{4-8/} $N_\gamma(1512)$, $\Sigma_\gamma(1660)$ и $E_\gamma(1820)$, либо к октету надо приписать ^{7,8/} $N_\gamma(1512)$, $\Lambda_\gamma(1520)$ и $\Sigma_\gamma(1660)$. В первом случае, как следует из формулы (1), масса Λ_γ равна 1868 Мэв, а во втором случае масса E_γ равна 1598 Мэв.

Однако ни $\Lambda_\gamma(1668)$, ни $E_\gamma(1598)$ до сих пор экспериментально не обнаружены. В связи с этим представляет интерес вычислить теоретически отношения ширины распадов барийных резонансов $3/2^-$ на барионы $1/2^+$ и псевдоскалярные мезоны и, сравнивая с экспериментальными данными по этим распадам, установить действительное содержание октета резонансов $3/2^-$.

В настоящей работе найдены все возможные отношения вероятностей распадов

резонансов, проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и на основании последних предсказаны ширины распадов резонансов $\Lambda_{\gamma}(1668)$ и $\Xi_{\gamma}(1598)$, которые еще предстоит обнаружить экспериментально.

2. Матричный элемент распада $\Lambda_{\gamma} \rightarrow B + M$ резонансов Λ_{γ} со спином $3/2$ на барионы B (спин $1/2$) и псевдоскалярные мезоны M таков:

$$M = g_{ABM} \bar{u}(\vec{p}_B) \gamma_5 \psi_{\mu}(\vec{p}_A) q_{\mu} \phi(\vec{q})(2\pi)^4 \delta^4(p_A - p_B - q), \quad (2)$$

где $\psi_{\mu}(\vec{p}_A)$ - спин-тензор частицы Λ_{γ} со спином $3/2$,

q_{μ} - 4-импульс мезонов распада.

Суммируя и усредняя квадрат матричного элемента по поляризациям барионных состояний, получим следующее выражение для вероятности распада:

$$W_{ABM} = \frac{g_{ABM}^2}{192 \pi m_A^5} [(m_A^2 + m_B^2 - m_M^2)^2 - 4m_A^2 m_B^2]^{3/2} [(m_A - m_B)^2 - m_M^2]. \quad (3)$$

Здесь g_{ABM} - феноменологическая константа связи полей, значение которой мы не знаем. Поэтому возможно вычислить не абсолютное значение вероятности в (3), а лишь отношение ширин распадов для разных процессов. Для этого запишем унитарную часть матричного элемента в виде:

$$M_{ABM} = g_1 (A_{\gamma})_b^a \bar{B}_0^b \bar{M}_a^0 + g_2 (A_{\gamma})_a^b \bar{B}_b^0 \bar{M}_0^a, \quad (4)$$

где константы связи g_1 и g_2 соответствуют двум возможным типам суммирования в (4) по унитарным индексам. Октет резонансов Λ_{γ} представляется в виде матрицы:

$$\begin{pmatrix} \frac{\Sigma_{\gamma}^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda_{\gamma}}{\sqrt{6}} & \Sigma_{\gamma}^+ & P_{\gamma} \\ \Sigma_{\gamma}^- & \frac{-\Sigma_{\gamma}^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda_{\gamma}}{\sqrt{6}} & n_{\gamma} \\ \bar{M}_{\gamma}^- & \bar{M}_{\gamma}^0 & \frac{-2\Lambda_{\gamma}}{\sqrt{6}} \end{pmatrix},$$

Перемножая матрицы в (4), получим следующие соотношения между константами связи полей g_{ABM} и константами g_1 и g_2 :

$$g_{\Sigma_{\gamma}^+ \Lambda_{\gamma} \pi} = g_{\Lambda_{\gamma} \Sigma_{\gamma}^+ \pi} = \frac{1}{\sqrt{6}} (g_1 + g_2), \quad (5)$$

$$g_{\Xi_{\gamma}^0 \Lambda_{\gamma} \pi} = g_{\Sigma_{\gamma}^0 \Xi_{\gamma}^0 \pi} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_1, \quad (6)$$

$$g_{\Xi_{\gamma}^0 \Sigma_{\gamma}^0 \bar{K}} = g_{N_{\gamma} N_{\gamma} \pi} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_2, \quad (7)$$

$$g_{\Xi_{\gamma}^0 \Lambda_{\gamma} \bar{K}} = g_{N_{\gamma} N_{\gamma} \eta} = \frac{1}{\sqrt{6}} (g_2 - 2g_1); \quad (8)$$

В связи с тем, что в разных случаях приписания частиц к октету энергетически разрешенными оказываются разные процессы, рассмотрим оба случая отдельно. При этом соотношения (5)-(8) верны в обоих случаях.

1 случай. Пусть в октет Λ_{γ} входят следующие резонансы:

$$N_{\gamma}(1512), \Lambda_{\gamma}(1668), \Sigma_{\gamma}(1660), \Xi_{\gamma}(1820).$$

С помощью выражения (3) для вероятности распада, и учитывая соотношения (5)-(8), вычисляем отношения между ширинами указанных распадов:

$$R_1 = \frac{\Gamma_{\Xi_{\gamma}^0 \Lambda_{\gamma} \pi}}{\Gamma_{\Sigma_{\gamma}^0 \Xi_{\gamma}^0 \pi}} = 0,87973, \quad (9)$$

$$R_2 = \frac{\Gamma_{\Xi_{\gamma}^0 \Sigma_{\gamma}^0 \bar{K}}}{\Gamma_{N_{\gamma} N_{\gamma} \pi}} = 0,105922, \quad (10)$$

$$R_3 = \frac{\Gamma_{\Xi_{\gamma}^0 \Lambda_{\gamma} \bar{K}}}{\Gamma_{N_{\gamma} N_{\gamma} \eta}} = 182,526347, \quad (11)$$

$$R_4 = \frac{\Gamma_{\Sigma_{\gamma}^+ \Lambda_{\gamma} \pi}}{\Gamma_{\Lambda_{\gamma} \Sigma_{\gamma}^+ \pi}} = 2,002399. \quad (12)$$

2 случай. Если октет Λ_{γ} состоит из резонансов

$$N_{\gamma}(1512), \Lambda_{\gamma}'(1520), \Sigma_{\gamma}(1660), \Xi_{\gamma}'(1598),$$

то отношения ширин энергетически разрешенных процессов равны:

$$R_5 = \frac{\Gamma_{\Sigma\gamma} \Lambda_{\pi}}{\Gamma_{\Lambda'_{\gamma}} \Sigma_{\pi}} = 11,085276, \quad (13)$$

$$R_6 = \frac{\Gamma_{\Sigma'_{\gamma}} \bar{E}_{\pi}}{\Gamma_{\Sigma_{\gamma}} \bar{N}\bar{K}} = 1,657399. \quad (14)$$

3. Обсудим полученные результаты. Экспериментальные данные по ширине рождения и парциальным ширинам распада резонанса \bar{E}_{γ} (1820) довольно хорошо установлены /3,4/. Полная ширина этого резонанса около 60 Мэв, на долю распадов на \bar{E}_{π} приходится около 10%, т.е. соответствующая ширина распада

$$\Gamma_{\bar{E}_{\gamma} \bar{E}_{\pi}}^{\text{эксп.}} = 6 \text{ Мэв.}$$

В то же время ширина распада резонанса Σ_{γ} (1660) на $\bar{N}\bar{K}$ равна /3/

$$\Gamma_{\Sigma_{\gamma} \bar{N}\bar{K}}^{\text{эксп.}} = 44 \text{ Мэв} \cdot 16\% = 7 \text{ Мэв.}$$

Отсюда отношение R_1 равно:

$$R_1 = \frac{\Gamma_{\Sigma_{\gamma} \bar{N}\bar{K}}^{\text{эксп.}}}{\Gamma_{\bar{E}_{\gamma} \bar{E}_{\pi}}^{\text{эксп.}}} = \frac{7}{6} \approx 0,857,$$

т.е. совпадает с результатом в (9) очень хорошо.

Значительно хуже согласуется значение R_2 в (10) с экспериментальным значением

$$R_2^{\text{эксп.}} = 0,06,$$

расхождение порядка 40%. Впрочем, если считать полную ширину рождения \bar{E}_{γ} (1820) равной 70 Мэв, по данным /9/, и учесть экспериментальные ошибки /3/ в определении ширины для Σ_{γ} (1660) и N_{γ} (1512), то экспериментальное значение для R_1 поднимается до $R_1^{\text{эксп.}} = 0,875$, а для R_2 до $R_2^{\text{эксп.}} = 0,077$. При этом R_1 практически совпадает с экспериментальным значением, а ошибка в значении R_2 падает до 20%.

С помощью (11) можно определить ожидаемую ширину распада резонанса N_{γ} (1512) на N_{γ} , по которому нет пока экспериментальных данных. Полагая $\Gamma_{\bar{E}_{\gamma} \Lambda'_{\pi}}$ равной /3/ 24-28 Мэв, находим, что

$$\Gamma_{N_{\gamma} N_{\gamma}} = 0,14 \text{ Мэв.}$$

Наконец, с помощью (12), считая ширину $\Gamma_{\Sigma_{\gamma} \Lambda_{\pi}}$ равной /3/ приблизительно 3 Мэв, находим, что ожидаемая ширина распада искомого резонанса Λ_{γ} (1668) на Σ_{π} должна быть

$$\Gamma_{\Lambda_{\gamma} \Sigma_{\pi}} = 1,5 \text{ Мэв.}$$

Сравним теперь полученные результаты в случае выбора октета Λ_{γ} в виде:

$$N_{\gamma} (1512), \Lambda'_{\gamma} (1520), \Sigma_{\gamma} (1660), \bar{E}'_{\gamma} (1598).$$

Экспериментальное значение для R_5 , если принять ширину распада Λ_{γ} (1520) на Σ_{π} равной /3/

$$\Gamma_{\Lambda'_{\gamma} \Sigma_{\pi}}^{\text{эксп.}} = 18 \text{ Мэв} \cdot 55\% = 9,9 \text{ Мэв,}$$

равно

$$R_5^{\text{эксп.}} = \frac{3 \text{ Мэв}}{8,8 \text{ Мэв}} = 0,34,$$

что явно противоречит значению R_5 в (15). Таким образом, мы приходим к выводу, что верна первая альтернатива приписания частиц к октету Λ_{γ} , т.е. в него должен входить изотопический синглет Λ (1668), имеющий парциальную ширину распада на Σ_{π} , равную 1,5 Мэв.

В заключение выражаю глубокую благодарность Нгуен Ван Хьеу за постановку задачи и ценные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. A. Pais, Phys. Rev. Lett., 13, 175 (1964).
2. I. Gyuk and F. Tuan, Phys. Rev. Lett., 14, 121 (1965).
3. A. H. Rosenfeld a.o. Rev. Mod. Phys., 36, 977 (1964).
4. G. A. Smith a.o. Phys. Rev. Lett., 14, 25 (1965).
5. A. W. Martin and K. C. Wali, Nuovo Cim., 31, 1324 (1964).
6. S. F. Tuan and I. P. Gyuk, Nuovo Cim., 32, 227 (1964).
7. R. D. Tripp a.o. Phys. Rev., 131, 2248 (1963).
8. S. Glashow, A. Rosenfeld, Phys. Rev. Lett., 10, 192 (1963).
9. G. A. Smith a.o. Phys. Rev. Lett., 13, 61 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1965 г.