

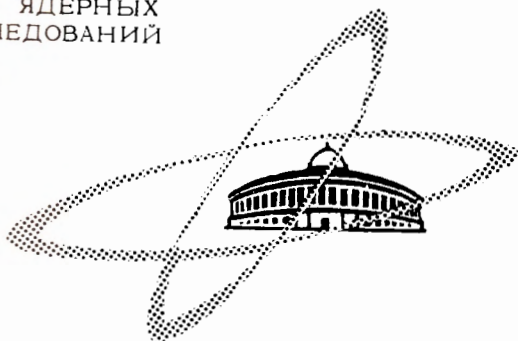
СЗУ6.6Г

Д-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1723



Дао Вонг Дык, Као Ти, Г.И. Копылов

АНАЛИЗ ЗАПРЕЩЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ  
В  $\Lambda pp$ -РЕЗОНАНСЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

P-1723

Дао Вонг Дык, Као Ти, Г.И. Копылов

АНАЛИЗ ЗАПРЕЩЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ  
В ЛПР-РЕЗОНАНСЕ

2604/3 м.



В некоторых работах<sup>/1,2/</sup> сообщалось о существовании гиперонных резонансов, которые имеют различные каналы распада; одним из таких каналов является распад на  $\Lambda \pi \pi$ .

Представляет интерес изучить характер запретов для этого распада в зависимости от значений спина, изоспина и четности первоначального резонанса. При привлечении экспериментальных данных это даст возможность судить о значении получаемых квантовых чисел.

### 1. Вид амплитуды распада

Учитывая, что частица  $\Lambda$  имеет спин и изоспин  $\frac{1}{2}$  и 0 соответственно, а  $\pi \rightarrow 0$  и 1, мы можем написать наиболее общий вид амплитуды распада первоначального резонанса. Ограничиваемся здесь случаями, когда спин резонанса  $S$  равен  $\frac{1}{2}$  и  $3/2$

В случае  $S = \frac{1}{2}$  резонанс описывается спинором  $Y$ , удовлетворяющим уравнению Дирака; наиболее общим видом амплитуды распада, удовлетворяющим условию инвариантности относительно преобразования Лоренца, является:

$$M = M_1 + M_2, \quad (1)$$

где

$$M_1 = \sum_{A,B,C} Y_A \Lambda_B \pi_C \quad (2)$$

$$M_2 = \sum_{A,B,C} \bar{Y}_\mu \gamma_\mu \Lambda_B \pi_C. \quad (3)$$

(изотопическая структура временно опущена). Эти формулы написаны в предположении, что относительная четность  $P$  частиц  $\Lambda$  и  $Y$  положительна. Если же она отрицательна, имеем:

$$M_1 = \sum \bar{Y}_5 \Lambda_B \pi_C \quad (4)$$

$$M_2 = \sum \bar{Y}_\mu \gamma_5 \Lambda_B \pi_C, \quad (5)$$

В выражениях (2)-(5)  $A, B, C$  означают, как и в работе<sup>/3/</sup>, дифференциальные операторы, а суммирование распространяется на все мыслимые совокупности таких операторов.

Легко видеть, что  $M_1$  и  $M_2$  независимы, а любой другой возможный вид амплитуды выражается через них. С помощью процедуры, изложенной в работе<sup>/3/</sup>, для случая  $P=+1$  мы можем написать

$$M_1 = [F_1(123) \pm F_1(132)] \bar{Y} \Lambda \pi \pi \quad (6)$$

$$M_2 = [F_2(123) 2_\mu \pm F_2(132) 3_\mu] \bar{Y} \gamma_\mu \Lambda \pi \pi \quad (7)$$

(верхний знак относится к случаю  $T=0$ , нижний - к  $T=1$ ). Аналогичными являются выражения для случая  $P=-1$ . Здесь через 1, 2, 3 обозначаются 4-импульсы частицы  $\Lambda$  и двух частиц  $\pi$  соответственно, а  $F_1(123)$  - неизвестные функции от трех скалярных произведений  $12, 13, 23 = p_1 p_2, p_1 p_3, p_2 p_3$ .

При  $S=3/2$  резонанс описывается спинор-вектором  $Y_\mu$  ( $\mu$  - векторный индекс), удовлетворяющим уравнению Парита-Швингера с дополнительными условиями, которые в системе покоя гласят:

$$\begin{aligned} \gamma_k Y_k &= 0 \\ Y_4 &= 0 \quad (k = 1, 2, 3) \end{aligned} \quad (8)$$

В этом случае имеется четыре независимых вида амплитуды распада

$$M = M_1 + M_2 + M_3 + M_4, \quad (9)$$

и мы их для случая  $P=+1$  выберем в виде

$$M_1 = \sum_{A, B, C} \bar{Y}_\mu A \Lambda B_\mu \pi C \pi, \quad (10)$$

$$M_2 = \sum \bar{Y}_\mu \gamma_\nu A \Lambda B_\mu \pi C_\nu \pi, \quad (11)$$

$$M_3 = \sum \bar{Y}_\mu \gamma_\nu A \Lambda B_{\mu\nu} \pi C \pi, \quad (12)$$

$$M_4 = \sum_{\mu\nu\lambda\delta} \bar{Y}_\mu \gamma_5 A_\nu \Lambda B_\lambda \pi C_\delta \pi, \quad (13)$$

и соответствующие выражения (умноженные на  $\gamma_0$ ) - для случая  $P = -1$ .  
 Выражения (10)-(13) сводятся к следующим:

$$M_1 = [F_1(123) 2_\mu \pm F_1(132) 3_\mu] \bar{Y}_\mu \Lambda_{\pi\pi} \quad (14)$$

$$M_2 = [F_2(123) 2_\mu 3_\nu \pm F_2(132) 2_\nu 3_\mu] \bar{Y}_\mu \gamma_\nu \Lambda_{\pi\pi} \quad (15)$$

$$M_3 = [F_3(123) 2_\mu 2_\nu \pm F_3(132) 3_\mu 3_\nu] \bar{Y}_\mu \gamma_\nu \Lambda_{\pi\pi} \quad (16)$$

$$M_4 = [F_4(123) \mp F_4(132)] (123)_\mu \bar{Y}_\mu \gamma_0 \Lambda_{\pi\pi} \quad (17)$$

$$((123)_\mu = \epsilon_{\mu\nu\lambda\delta} 1_\nu 2_\lambda 3_\delta)$$

Здесь, как и выше, верхний знак относится к случаю  $T = 0$ , нижний - к  $T = 1$ .

## 2. Нахождение запретов

Из (6), (7), (14)-(17) сразу видно, что независимо от значений спина и четности в случае  $T = 0$  конфигураций, запрещенных для всех значений поляризации, нет; в случае  $T = 1$  такая конфигурация есть: это  $\vec{2} = \vec{3}$  (точка А на графике Далица). Оказывается, однако, что когда  $Y$  и  $\Lambda$  неполяризованы, за счет усреднения по поляризации возникают добавочные запреты. Проведя это усреднение с учетом интерференционных членов, мы нашли запреты, общие всем членам.

Для случая  $S = 1/2$  это усреднение проводится по простой формуле (см., например, /4/), а для случая  $S = 3/2$  - по формуле

$$\Sigma (\bar{Y}_k Q_k^{(1)} \Lambda) (\bar{Y}_l Q_l^{(2)} \Lambda)^+ = \frac{1}{16E_Y E_\Lambda} \text{Sp} Q_k^{(1)} (i\hat{P}_\Lambda - m_\Lambda) Q_l^{(2)} (i\hat{P}_Y - m_Y) \Lambda_{lk}, \quad (18)$$

где  $\Lambda_{\mu\nu}$  является проекционным оператором и имеет вид /5/

$$\Lambda_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \frac{2}{3m^2} P_\mu P_\nu - \frac{1}{3im} (P_\mu \gamma_\nu - P_\nu \gamma_\mu) - \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\nu, \quad (19)$$

который в системе покоя частицы  $Y$  переходит в

$$\Lambda_{ik} = \delta_{ik} - \frac{1}{3} \gamma_i \gamma_k \quad (i, k = 1, 2, 3). \quad (20)$$

Из-за громоздкости не будем выписывать здесь окончательных выражений, получаемых после такого усреднения; представим лишь таблицу запрещенных конфигураций, следующих из этих выражений. В таблице рядом с запрещенными конфигурациями указаны также соответствующие точки графика Далица.

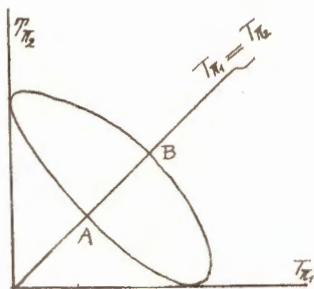


График Далица.  $T_{\pi_1}$ ,  $T_{\pi_2}$  — кинетические энергии двух  $\pi$ -мезонов

Таблица запрещенных конфигураций для распада  
 $Y \rightarrow \Lambda \pi \pi$   
 $123$

|         | $S = \frac{1}{2}^+$                          | $S = \frac{1}{2}^-$     | $S = 3/2^+$             | $S = 3/2^-$                                  |
|---------|--|-------------------------|-------------------------|--|
| $T = 0$ | нет  | $\vec{1} = 0$ (B)       | $\vec{1} = 0$ (B)       | нет  |
| $T = 1$ | $\vec{2} = \vec{3}$ (A)<br>$\vec{1} = 0$ (B) | $\vec{2} = \vec{3}$ (A) | $\vec{2} = \vec{3}$ (A) | $\vec{2} = \vec{3}$ (A)<br>$\vec{1} = 0$ (B) |

Из таблицы видно, что для данного значения спина  $S$  характер запретов зависит от значений изоспина  $T$  и четности  $P$ . Интересно отметить, что при переходе от значения  $S = \frac{1}{2}$  к значению  $S = 3/2$  картина запретов чередуется по отношению к четности. Значит, нет возможности отличить случай  $\frac{1}{2}^+$  от  $3/2^-$ , а  $\frac{1}{2}^-$  от  $3/2^+$ . Отметим также, что число запретов здесь совсем небольшое, и это понятно, так как появление запретов связано с тождественностью частиц, а здесь их всего две. Полученные нами запреты были известны и раньше<sup>18/</sup>, однако из наших выкладок следует, что никаких других запретов сверх известных в системе  $\Lambda \pi \pi$  не существует.

В заключение мы выражаем большую благодарность И.В.Полубаринову за ценные советы и Нгуен Ван Хьеу за весьма полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. M.Ferro-Luzzi, R.D.Tripp and M.B.Watson, Phys. Rev. Letters 8, 28 (1962).
2. L.W.Alvarez et al., Phys. Rev. Letters 10, 184 (1963).
3. G.I.Kopylov and V.I.Ogievetskij, Nuclear Physics 50 (1964) 241  
Препринт ОИИИ, P-1161, (1963).
4. А.И.Ахвезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика.
5. F.J.Milford, Phys. Rev. 98, № 5, 1488 (1955).
6. R.H.Dalitz, D.H.Müller, Phys. Rev. Letters, 6, 562 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 июня 1964 г.