

## ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ВЫЯСНЕНИЯ СВОЙСТВ $\psi$ -МЕЗОНА В $SU(3)$ -СИММЕТРИИ

Б.Л.Иоффе, А.В.Смилга

Выяснить, к какому представлению группы  $SU(3)$ -симметрии принадлежит  $\psi$ -мезон, является ли он унитарным синглетом или восьмой компонентой унитарного октета, можно путем сравнения вероятностей распадов  $\psi \rightarrow 3\pi$ ,  $\psi \rightarrow K\bar{K}\pi$  и  $\psi \rightarrow K\bar{K}\eta$ .

Поскольку изотонический спин  $\psi$ -мезона  $T = 0$ , то в  $SU(3)$ -симметрии, если не рассматривать более высоких мультиплетов,  $\psi$ -мезон может быть либо унитарным синглетом, либо восьмой компонентой унитарного октета (аналогичной  $\eta$ -мезону в псевдоскалярном октете), либо смесью того и другого. Выяснить, какая из этих возможностей имеет место, можно путем исследования вероятностей распадов  $\psi$  на различные адронные состояния [1]. В теории с очарованными частицами, в которой  $\psi$  является связанным состоянием очарованных кварка и антикварка, если распад  $\psi$  на адроны идет через виртуальные глюоны следует ожидать, что адроны при этом распаде будут образовываться в состоянии унитарного синглета. Наличие октетного состояния возникающих адронов означало бы в этом случае, что распад  $\psi$  идет за счет малой примеси состояний обычных кварков и антикварков, которая может присутствовать в  $\psi$ -мезоне.

Выяснение вопроса о том, к какому представлению  $SU(3)$ -симметрии относится  $\psi$ -мезон, производилось до сих пор путем изучения отношения вероятностей распадов  $\psi \rightarrow \rho\pi$  и  $\psi \rightarrow K\bar{K}^*$ ,  $\psi \rightarrow \bar{K}K^*$  [2, 3] а также вероятностей распадов  $\psi \rightarrow \pi\pi$  и  $\psi \rightarrow K\bar{K}$ , где, однако, сейчас имеются лишь ограничения сверху. Из этих данных был получен предварительный результат [1, 3], что роль октетного состояния в распаде  $\psi$  на адроны значительна.

Цель настоящей статьи – обратить внимание на то, что относительные веса синглетной и октетной амплитуд распада  $\psi$ -мезона могут быть определены также из сравнения вероятностей трехчастичных распадов  $\psi \rightarrow 3\pi$ ,  $\psi \rightarrow K\bar{K}\pi$  и  $\psi \rightarrow K\bar{K}\eta$ , где  $\pi^+\pi^-$  не образуют  $\rho$ , а  $K\pi$  и  $\bar{K}\pi$  не образуют  $K^*$ .

Пространственная часть матричного элемента распада векторного мезона на три псевдоскалярных имеет вид:

$$M = \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} V_{\mu} p_{1\nu} p_{2\lambda} p_{3\sigma} T, \quad (1)$$

где  $V_{\mu}$  – вектор поляризации векторного мезона,  $p_i$  – 4-импульсы псевдоскалярных мезонов,  $T$  – функция инвариантов  $(p_1 + p_2)^2$ ,  $(p_1 + p_3)^2$ . В нашем случае, когда все три псевдоскалярных мезона принадлежат к одному октету, унитарная часть матричного элемента должна быть

полностью антисимметрична относительно перестановок трех псевдоскалярных мезонов. т. е. иметь вид

$$M_u^s = g_s \sum_{\text{по перестановкам}} (-1)^P \phi_k^i(1) \phi_e^k(2) \phi_i^e(3) \psi \sqrt{1/3}, \quad (2)$$

если  $\psi$  принадлежит к унитарному синглету и

$$M_u^o = g_o \sum_{\text{по перестановкам}} (-1)^P \phi_k^i(1) \phi_e^k(2) \phi_m^e(3) \psi_i^m, \quad (3)$$

если  $\psi$  является восьмой компонентой унитарного октета  $\psi_i^m$  (нормированной на  $\psi_i^m \psi_m^i = 1$ ). С помощью (2) и (3) могут быть вычислены амплитуды и относительные вероятности распадов  $\psi$  на три псевдоскалярных мезона. Результаты приведены в таблице в следующих обозначениях: волновая функция  $\psi$ -мезона

$$\psi = \cos \theta | 1, V \rangle + \sin \theta | 8, V \rangle$$

волновая функция  $\eta$ -мезона

$$\eta = \cos \chi | 8, ps \rangle + \sin \chi | 1, ps \rangle$$

$| 1, V \rangle, | 8, V \rangle, | 1, ps \rangle, | 8, ps \rangle$  – синглетные и октетные состояния векторных и псевдоскалярных мезонов,  $\lambda$  – отношение матричных элементов распада  $\psi \rightarrow 3P$  в октетном и синглетном состояниях,  $\mu$  – отношение матричного элемента распада  $\psi_8 \rightarrow 2P_8 \eta_{\text{СИНГ}}$  к матричному элементу распада  $\psi_8 \rightarrow 2P_8 \eta_{\text{ОКТ}}$  (в  $SU(6)$ -симметрии  $\mu = 1$ ).

Во второй строке таблицы даны относительные вероятности распада в пределе точной  $SU(3)$ -симметрии без учета отличия в массах  $\pi$ -,  $K$ - и  $\eta$ -мезонов, в третьей строке – такие же величины для распада виртуального  $\gamma$ -кванта. (Как обычно,  $\gamma$ -квант описывается как состояние  ${}^2_{/3}j_1^1 - {}^1_{/3}j_2^2 - {}^1_{/3}j_3^3 = j_3 + 3^{-1/2}j_8$ ). В последней строке таблицы приведены проинтегрированные по фазовому объему отношения квадратов матричных элементов (1) для реальных масс частиц (в предположении, что  $T = \text{const}$ , т. е. не зависит от масс частиц).

Как видно из таблицы, отношение вероятностей распадов  $\psi \rightarrow \bar{K}K\pi$  к вероятности  $\psi \rightarrow 3\pi$  в случае  $\psi$ -унитарного синглета составляет  $\Gamma(\bar{K}K\pi)/\Gamma(3\pi) = \frac{3}{2}/2,2 \approx 0,7$ .

Если  $|M|^2$  интегрировать не по всему фазовому объему, а только в районе  $m_{\pi\pi}^2 = m_\rho^2$  для распада  $\psi \rightarrow 3\pi$  и  $m_{\pi K}^2 = m_{K^*}^2$  для распада  $\psi \rightarrow \bar{K}K\pi$ , то отношение вероятностей  $\psi \rightarrow \bar{K}K\pi$  к  $\psi \rightarrow 3\pi$ , когда хотя бы одна комбинация попадает в этот район, составит всего  ${}^3_{/2} / ({}^3_{/2} \times 3,1) \approx 0,3$ . (Фактор  $3/2$  в знаменателе возникает за счет того, что на диаграмме Далитца распада  $\psi \rightarrow 3P\rho$  соответствуют 3 полосы, а  $K^*$  – две полосы),

| Типы распада                 | $\pi^+ \pi^- \pi^0$                                      | $\eta \pi^+ \pi^-$                             | $K^0 K^- \pi^+ = \bar{K}^0 K^+ \pi^-$ | $K^+ K^- \pi^0 = \bar{K}^0 K^0 \pi^0$ | $K^+ K^- \eta$  | $K^0 \bar{K}^0 \eta$  |
|------------------------------|--|--|---------------------------------------|---------------------------------------|---|---|
| $\psi$                       | $(\cos \theta + \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \sin \theta)^2$ | 0  | $\frac{1}{2} \cos^2 \theta$           | $\frac{1}{4} \cos^2 \theta$           | $\frac{3}{2} [\cos X \cos \theta - \frac{\lambda}{3} \sin \theta (\sqrt{2} \cos X - \mu \sin X)]^2$ | $\frac{3}{2} [\cos X \cos \theta - \frac{\lambda}{3} \sin \theta (\sqrt{2} \cos X - \mu \sin X)]^2$ |
| $\gamma$                     | 1  | $\frac{1}{3} (\cos X + \mu \sqrt{2} \sin X)^2$ | 0                                     | 1                                     | $\frac{1}{3} (\cos X + \mu \sqrt{2} \sin X)^2$  | $3 \cos^2 X$  |
| $\int  M ^2 \frac{d^3 p}{E}$ | 2,2  | 1,25   | 1                                     | 1                                     | 0,6   | 0,6   |

На опыте [ 2 ] было определено отношение  $\Gamma(\bar{K}K^* + \bar{K}^*K)/\Gamma(\rho\pi)$ , т.е. отношение ширины тех же распадов, когда массы  $K\pi$  находятся в области  $K^*$ , а массы  $2\pi$  в области  $\rho$ . Измеренное отношение оказалось рав-

ным  $0,4 \begin{matrix} + 0,2 \\ - 0,1 \end{matrix}$  в сравнении с ожидавшимися теоретически [ 1, 3 ] для

унитарного синглета  $\Gamma(\bar{K}K^* + \bar{K}^*K)/\Gamma(\rho\pi)_{\text{теор}} = 4/3 \times 0,85 = 1,13$ . Поскольку в фоне это отношение должно быть для унитарного синглета равно 0,3, возможно, что частично наблюдаемая на опыте величина отношения  $\Gamma(\bar{K}K\pi)/\Gamma(3\pi)$  обусловлена вкладом фона, а не примесью унитарного синглета. Выяснение этого обстоятельства путем наблюдения распадов  $\psi \rightarrow \bar{K}K\pi$  и  $\psi \rightarrow 3\pi$  в области вне резонансов  $K^*$  и  $\rho$ , а также изучение распадов  $\psi \rightarrow K\bar{K}\eta$  представляло бы определенный интерес. Сопоставление теории с экспериментом, по-видимому, наиболее целесообразно было бы проводить в центральной области диаграммы Далица, где, как можно думать, поправки на различие в массах конечных частиц наименее существенны.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
26 декабря 1975 г.

### Литература

- [1] F.J.Gilman. Invited talk presented to the VI Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Santa Fe, New Mexico, June 1975, preprint SLAC-PUB-1600, 1975.
  - [2] V.Lüth, A.M.Boyarski et al. Report on Intern. Conf. for High Energy Phys., Palermo, Italy, June 1975, preprint SLAC-PUB-1599, LBL-3897, 1975.
  - [3] J.L.Rosner. Invited talk at the Annual Meeting of American Physical Society, Seattle, Washington, August 1975, preprint PRE 19336, 1975.
-