

## О СВОЙСТВАХ ТРЕТЬЕГО ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО ИЗОСИНГЛЕТА

В. П. Ефросинин, Д.А. Заикин

*Определен интервал масс для возможного обнаружения основного состояния третьего  $O^-$ -изосинглета  $\eta''$ . Обсуждается ситуация с описанием электромагнитных распадов псевдоскалярных изосинглетов.*

В /1,2/ было исследовано  $\eta'$ -смешивание в нерелятивистской потенциальной модели составляющих кварков /3/. В /2,4/ эта проблема решалась в модели с эффективным киральным лагранжианом для мезонных полей. Результаты обоих подходов указывают на сильное смешивание кварковой компоненты  $\eta'$  с глюболом  $G = |gg\rangle$

$$\eta \approx \eta_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} (\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s), \quad (1)$$

$$\eta' \approx \eta'_0 = \frac{1}{\sqrt{12}} (\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s - 3gg), \quad (2)$$

и на существование третьего псевдоскалярного изосинглета  $\eta''$

$$\eta'' \approx \eta''_0 = \frac{1}{2} (\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s + gg) \quad (3)$$

с массой около 2,3 ГэВ. В настоящей работе определяется возможный интервал масс  $\eta''$ -мезона и уточняются некоторые его свойства, важные с точки зрения его экспериментального обнаружения.

Массовая матрица псевдоскалярных изосинглетов в базисе (1) – (3) /1,2/, рассчитанная в модели /3/, имеет вид:

$$\begin{pmatrix} 0,571 & -0,085 & -0,147 \\ -0,085 & 0,184 + \frac{3}{4} M_G + \frac{3}{4} A(1-2k) & 0,318 - \frac{\sqrt{3}}{4} M_G + A(3-2k) \\ -0,147 & 0,318 - \frac{\sqrt{3}}{4} M_G + \frac{\sqrt{3}}{4} A(3-2k) & 0,551 + \frac{1}{4} M_G + \frac{3}{4} A(3+2k) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $M_G$  – масса глюбола;  $A = \langle \bar{q}q | \mathcal{H}_{\text{ан}} | \bar{q}q \rangle$  – вклад аннигиляционного потенциала в переход  $\bar{q}q \rightarrow \bar{q}q$ ;  $k = \langle \bar{q}q | \mathcal{H}_{\text{ан}} | gg \rangle / A$ .

На рис. 1 приводятся результаты диагонализации массовой матрицы (4) как функции  $k$  для массы  $m_{\eta''}$  третьего  $O^-$ -изосинглета, для массы глюбола  $M_G$ , массы  $\eta'_0$  ( $m_{\eta'_0}$ ) базисного состояния, а также для аннигиляционного матричного элемента  $A$ . В табл. 1 приводится (в зависимости от  $k$ ) представление физических состояний  $\eta$ ,  $\eta'$  и  $\eta''$  с помощью базисных векторов  $\eta_8$ ,  $\eta'_0$  и  $\eta''_0$ , либо  $\eta_8$ ,  $\eta_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s)$  и  $G$ .

Отметим, что результаты для значений  $m_{\eta''}$ ,  $M_G$  и  $A$  зависят от  $k^2$ , поэтому на рис. 1 и в табл. 1 мы ограничились положительными значениями  $k$ . Возможный интервал для  $m_{\eta''}$  определяется из следующих соображений. В соответствии с формулой (1), полученной в /1,2,4/, предполагаем слабое нарушение  $SU(3)$ -сим-

метрии при смешивании  $O^-$ -изосинглетов, не входящих в  $O^-$ -октет ( $G$  и  $\eta_0$ ), и изосинглета октета  $\eta_8$ . В то же время, как уже отмечалось, имеет место ничем не запрещенное сильное смешивание  $\eta_0$  и  $G$ , которое приводит к образованию  $\eta_0$  и ортогонального к  $\eta_8$  и  $\eta'_0$  состояния  $\eta''_0$ . Такой характер смешивания предполагает, что масса базового состояния  $\eta'_0$  должна быть меньше массы  $G$ , т.е.  $k \geq 3/8$  (рис. 1). В пользу такого ограничения свидетельствует также то обстоятельство, что, как видно из табл. 1, например, для  $k = 0$ ,  $\eta'$  представляет собой физический глюбол без кваркового вклада, что противоречит результатам исследования /5/ распадов  $J/\psi$  на векторные и псевдоскалярные мезоны (в /5/ был сделан вывод как о существенном вкладе глюбольной компоненты, так и о наличии кваркового вклада в волновую функцию  $\eta'$ -мезона).

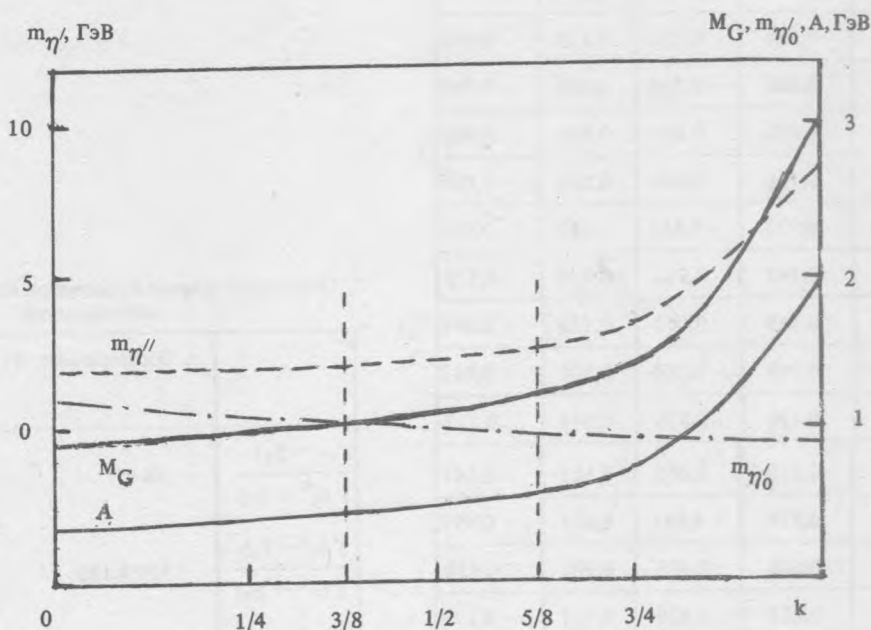


Рис. 1. Результаты диагонализации массовой матрицы псевдоскалярных изосинглетов в зависимости от параметра  $k$ .

К тому же при  $k = 0$  отсутствует смешивание  $\eta - \eta'$ , а имеет место лишь смешивание  $\eta$  с более тяжелым  $\eta''$ -мезоном, что маловероятно. Второе ограничение на  $k$  возникает из предположения, что аннигиляционный вклад  $A$  в переход  $\bar{q}q \rightarrow \bar{q}q$  по крайней мере должен быть меньше массы пары нестранных составляющих кварков, что приводит к оценке  $k \leq 5/8$ . В пользу такого ограничения свидетельствуют также результаты расчетов массы низшего состояния глюбола в моделях мешка, согласно которым  $M_G \leq 1,2$  ГэВ (см., например, /6/). Этим ограничениям на  $k$  соответствует возможный интервал масс для  $\eta''$ -мезона  $2,1 \div 2,7$  ГэВ, что согласуется с полученным с помощью правил сумм КХД /7/ интервалом масс для физического глюкония  $O^{-+}$  (с массой выше массы  $\eta'$ -мезона)  $2,0 \div 2,6$  ГэВ.

Отношение ширины распадов  $J/\psi \rightarrow \eta'\gamma$  и  $J/\psi \rightarrow \eta\gamma$  имеет вид:

$$\frac{\Gamma(J/\Psi \rightarrow \eta'\gamma)}{\Gamma(J/\Psi \rightarrow \eta\gamma)} = \left| \frac{A(J/\Psi \rightarrow \eta'\gamma)}{A(J/\Psi \rightarrow \eta\gamma)} \right|^2 \frac{(1 - m^2_{\eta'}/m^2_{J/\Psi})^3}{(1 - m^2_{\eta}/m^2_{J/\Psi})^3},$$

где амплитуды  $A$  переходов кваркового изосинглета  $\bar{c}s \rightarrow 2q\gamma \rightarrow \eta(\eta')\gamma$  можно считать пропорциональными вкладу кваркового изосинглета  $\eta_0$  в  $\eta$  ( $\eta'$ ). Тогда для  $k = 1/2$  получаем (табл.1)  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \eta'\gamma)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow \eta\gamma) = 4,6$ , что согласуется с экспериментальными данными  $4,6 \div 5,2$  /8/. Для  $k = 1/4$  это отношение

равно 1,3, а для  $k = 3/4 - 8,5$ . Отношение  $\Gamma(J/\Psi \rightarrow \eta'\gamma)/\Gamma(J/\Psi \rightarrow \eta''\gamma)$  для  $k = 1/2$  равно 0,9. С ростом  $k$  и массы  $\eta''$ -мезона это отношение резко возрастает: так, для  $m_{\eta''} \cong 2,7$  ГэВ оно становится порядка 10. Таким образом, вероятность обнаружить  $\eta''$ -мезон в радиационных распадах  $J/\Psi$  резко уменьшается с ростом массы  $\eta''$ .

Таблица 1

Представление физических состояний псевдоскалярных изосинглетов с помощью базисных состояний

k		$\eta_8$	$\eta_0$	$\eta'_0$	$\eta_0$	G
0	$\eta$	0,992	0,064	0,111	0,129	0,000
	$\eta'$	0,000	0,866	-0,500	0,000	-0,999
	$\eta''$	-0,129	0,496	0,859	0,992	0,000
1/4	$\eta$	0,990	0,108	0,086	0,129	-0,050
	$\eta'$	-0,071	0,933	-0,351	0,162	-0,984
	$\eta''$	-0,118	0,342	0,932	0,978	0,170
1/2	$\eta$	0,987	0,149	0,062	0,128	-0,098
	$\eta'$	-0,133	0,969	-0,209	0,304	-0,943
	$\eta''$	-0,091	0,198	0,976	0,944	0,317
3/4	$\eta$	0,982	0,186	0,040	0,127	-0,141
	$\eta'$	-0,181	0,979	-0,091	0,411	-0,893
	$\eta''$	-0,055	0,078	0,995	0,901	0,430
1	$\eta$	0,976	0,218	0,020	0,127	-0,179
	$\eta'$	-0,218	0,976	0,011	0,497	-0,840
	$\eta''$	-0,018	-0,015	0,999	0,858	0,512

Таблица 2

Отношения ширины  $2\gamma$ -распадов псевдоскалярных изосинглетов

	Эксперимент /9/	Теория	
		А	Б
$\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)$	$44 \pm 7$	38	47
$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$			
$\Gamma(\eta' \rightarrow 2\gamma)$	$700 \pm 130$	705	773
$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$			
$\Gamma(\eta'' \rightarrow 2\gamma)$	-	6	7
$\Gamma(\eta' \rightarrow 2\gamma)$			

В табл. 2 приводятся результаты расчета отношений ширины электромагнитных распадов для псевдоскалярных изосинглетов ( $k = 1/2$ ). Этот расчет проделан как с учетом нарушения  $SU(3)$ -симметрии вакуума (А) /1,2/, так и в предположении  $SU(3)$ -симметрии вакуума и равенства констант распада псевдоскалярных мезонов (Б). В таблице приводятся экспериментальные данные /9/, полученные с использованием эффекта Примакова (см., например, /10/). Однако следует отметить существенное отличие этих экспериментальных данных, особенно для ширины  $\eta \rightarrow 2\gamma$ -распада, от результатов двухфотонных экспериментов /11/  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  ( $\gamma\gamma \rightarrow \eta \rightarrow \gamma\gamma$ ), в которых эта ширина получается в 1,7 раза большей.

Экспериментальные отношения ширины электромагнитных распадов, полученные в этих экспериментах /12/, равны

$$\frac{\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} = 77 \pm 6, \quad \frac{\Gamma(\eta' \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} = 570 \pm 40. \quad (5)$$

Проблема расхождения экспериментальных данных по ширине  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  распада требует серьезного исследования. Расчет электромагнитных распадов псевдоскалярных изосинглетов с учетом треугольных диаграмм (рис. 2а), соответствующих электромагнитной аномалии /13/, а также с учетом вклада диаграмм

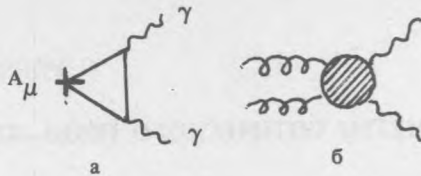


Рис. 2. Диаграммы двухфотонного распада псевдоскалярных изосинглетов: а) кварковая треугольная диаграмма; б) двухфотонный распад глюбола.

электромагнитного распада глюбола (рис. 2б) показывает, что экспериментальные результаты (5) могут быть описаны с обычно используемыми значениями для  $f_\eta/f_\pi$  ( $\sim 1,0 \div 1,1$ ), но с существенно меньшими значениями  $f_\eta/f_\pi$  ( $0,80 \div 0,85$ ), чем обычно принято  $1,18 \pm 0,09/14/$ .

Решение вопроса о величине  $f_\eta/f_\pi$  требует дальнейших исследований, в частности, других распадов  $\eta$ -мезона.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЯФ, **40**, 250 (1984).
2. Efrosinin V. P., Zaikin D. A. Z. Phys., **C28**, 211 (1985).
3. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЯФ, **37**, 1532 (1983).
4. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЯФ, **40**, 1266 (1984).
5. Baltrusaitis R. M. et al. Phys. Rev., **D32**, 2883 (1985).
6. Carlson C. E., Hansson T. H., Peterson C. Phys. Rev., **D27**, 1556 (1983); **D30**, 1594 (1984).
7. Novikov V. A. et al. Nucl. Phys., **B191**, 309 (1981).
8. Edwards C. et al. Phys. Rev. Lett., **49**, 259 (1982); **51**, 859 (1983). Richman J. D. Preprint Caltech CALT-68-1231 (1985); CALT-68-1136 (1984); Königsmann K. Preprint SLAC-PUP-2910 (1984).
9. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., **56**, S1 (1984).
10. Browman A. Phys. Rev. Lett., **32**, 1067 (1974); **33**, 1400 (1974).
11. Weinstein A. et al. Phys. Rev., **D28**, 2896 (1983).
12. Shen B. C. Proceedings of the Annual Meeting of the Division of Particles and Fields of American Physical Society, Santa Fe, New Mexico, 1984. Ed. T. Goldman, M.M. Nieto, (Singapore, 1985).
13. Adler S. L. Phys. Rev., **177**, 2426 (1969); Bell J. S., Jackiw R. Nuovo Cim., **60**, 47 (1969).
14. Jones H. F., Scadron M. D. Nucl. Phys., **B155**, 409 (1979).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.