

С 346-58  
0-811

4/VI-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2083



Э. Оконов, У Цзун-фань, И. Чувилло

ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ  $K^0$ -МЕЗОНОВ  
И ВОЗМОЖНОЕ НАРУШЕНИЕ  
CP-ИНВАРИАНТНОСТИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

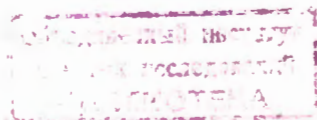
P-2083

3229/2 чр.

Э. Оконов, У Цзун-фань, И. Чувло

ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ  $K^0$ -МЕЗОНОВ  
И ВОЗМОЖНОЕ НАРУШЕНИЕ  
CP-ИНВАРИАНТНОСТИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"



Во многих теоретических работах широко обсуждаются экспериментальные данные принстонской группы, указывающие на возможность существования распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , запрещенного CP-инвариантностью<sup>/1/</sup>.

Имеются попытки объяснить полученный результат в рамках сохранения комбинированной четности<sup>/2-4/</sup>. Некоторые авторы ставят под сомнение само существование распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , предполагая, например, что имеет место распад  $K_2^0 \rightarrow K_1^0 + x$ , где  $x$  - гипотетическая частица с малой массой<sup>/5,6/</sup>. Обсуждаются также и другие возможные имитирующие процессы<sup>/7/</sup>. Вопрос о существовании распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  может быть однозначно решен в экспериментах, предложенных в работах<sup>/7,8/</sup>. Если эти опыты покажут, что такой процесс действительно существует, то потребуются дополнительные эксперименты с целью выяснить причину, вызвавшую распад  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ <sup>x/</sup>. В настоящей работе мы хотели бы рассмотреть экспериментальные возможности проверки гипотезы Сакса<sup>/8/</sup>, который предположил, что в лептонных распадах комбинированная четность строго сохраняется, тогда как в лептонных распадах имеет место сильное нарушение CP-инвариантности. Такая модель кажется весьма привлекательной т.к. позволяет количественно объяснить результат, полученный в<sup>/1/</sup>. Однако при этом, возникает необходимость ввести для распадов типа  $K_{\ell 3}^0 \rightarrow \pi \ell \nu$ <sup>xx/</sup> амплитуду  $\Delta Q = -\Delta S$ , составляющую с амплитудой  $\Delta Q = \Delta S$  фазу, близкую к  $\pi/2$ .

Существующие экспериментальные данные указывают на отсутствие переходов  $\Delta Q = -\Delta S$  для  $K_{s4}$ -распада<sup>/14/</sup> и лептонных распадов  $\Sigma$ -гиперонов<sup>/15/</sup>.

Следует заметить, что в первом из этих распадов имеет место чисто аксиальное взаимодействие, а во втором - оно составляет основной вклад<sup>/15,16/</sup>. Таким образом, строго говоря, эти данные нельзя рассматривать как доказательство того, что переходы  $\Delta Q = -\Delta S$  отсутствуют и в векторном взаимодействии, которое ответственно за  $K_{\ell 3}$  распады. Правило отбора  $\Delta Q = \Delta S$  проверялось также и непосредственно в  $K_{\ell 3}$  распадах.

Последние статистически наиболее обеспеченные данные<sup>/12,13/</sup> не подтвердили ранее полученные результаты, свидетельствовавшие о наличии переходов  $\Delta Q = -\Delta S$  в распадах этого типа.

x/ Очень важную информацию о причинах, вызвавших распад  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , можно получить непосредственно в опытах, предложенных в<sup>/7,8/</sup>.

xx/ Здесь и в последующем  $\ell$  означает заряженный лептон (электрон или мюон).

Необходимо подчеркнуть, однако, что анализ этих экспериментальных данных проводился в рамках CP-инвариантности. Это предположение, как указывал Сакс, существенно влияет на результаты анализа. Представляет интерес посмотреть, противоречат ли существующие данные предположению об одновременном нарушении CP-инвариантности и правила отбора  $\Delta Q = \Delta S$  в  $K_{\ell_3}^0$ -распадах и проанализировать экспериментальные возможности дальнейшей проверки гипотезы Сакса.

Абсолютные вероятности лептонных распадов  $K^0$ -мезонов

Рассмотрим лептонные распады  $K^0$ -мезонов аналогично тому, как это сделано в работе Сакса и Тримана<sup>/10/</sup>, но вводя несколько другие обозначения. В наиболее общем виде амплитуды соответствующих переходов можно записать в виде

$$\begin{array}{lll}
 K^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu & f = f_0 e^{i\phi_1} & \Delta Q = +\Delta S \\
 \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \ell \nu & f^* = f_0 e^{-i\phi_1} & \\
 \bar{K}^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu & g = g_0 e^{i\phi_2} & \Delta Q = -\Delta S \\
 K^0 \rightarrow \pi^+ \ell^- \nu & g^* = g_0 e^{-i\phi_2} & 
 \end{array}$$

(В случае сохранения CP-инвариантности в лептонных распадах  $K^0$ -мезонов амплитуды будут действительны:  $\phi_1 = \phi_2 = 0$ ). Предположим, что наблюдавшийся в работе<sup>/11/</sup> эффект вызван нарушением комбинированной четности в  $K_{\ell_3}^0$ -распадах. Тогда в рамках CPT-инвариантности, выражая состояния  $K_1^0$  и  $K_2^0$  через состояния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ , получим

$$K = \frac{K + r\bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad \bar{K} = \frac{K^0 - r\bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad x/$$

где  $r = 1 + \epsilon_0$ , а  $\epsilon_0 = 5 \cdot 10^{-3}$  (согласно<sup>/11/</sup>). Тогда амплитуды лептонных распадов  $K_1^0$  и  $K_2^0$ -мезонов будут:

$$\begin{aligned}
 A_1(\ell^+) &= \frac{f + rg}{\sqrt{2}} \\
 A_2(\ell^+) &= \frac{f - rg}{\sqrt{2}} \\
 A_1(\ell^-) &= \frac{g^* + rf^*}{\sqrt{2}} \\
 A_2(\ell^-) &= \frac{g^* - rf^*}{\sqrt{2}}
 \end{aligned}$$

---

x/ В действительности нормирующий множитель будет несколько отличаться от  $1/\sqrt{2}$ , однако, этим обстоятельством здесь вполне можно пренебречь. Мы пренебрегаем также возможной фазой  $r$ ,  $\frac{\text{Im} r}{\text{Re} r} = 0$ .



Переходя к вероятностям, нетрудно получить:

$$\Gamma_1(\ell^+) - \Gamma_1(\ell^-) = \Gamma_2(\ell^+) - \Gamma_2(\ell^-) = \epsilon_0(g_0^2 - f_0^2) \dots \quad (1)$$

Таким образом, зарядовая асимметрия в лептонных распадах будет  $\sim \epsilon_0 f_0^2$ , однако она может стать еще меньше, если  $g_0 = f_0$ .

Обозначая  $\phi_1 - \phi_2 = \phi$ , мы имеем также:

$$\Gamma_1(\ell^+) = \frac{1}{2} [f_0^2 + (1 + 2\epsilon_0)g_0^2 + 2(1 + \epsilon_0)f_0 g_0 \cos \phi] \quad (2)$$

$$\Gamma_1(\ell^-) = \frac{1}{2} [g_0^2 + (1 + 2\epsilon_0)f_0^2 + 2(1 + \epsilon_0)f_0 g_0 \cos \phi] \quad (3)$$

$$\Gamma_2(\ell^+) = \frac{1}{2} [f_0^2 + (1 + 2\epsilon_0)g_0^2 - 2(1 + \epsilon_0)f_0 g_0 \cos \phi] \quad (4)$$

$$\Gamma_2(\ell^-) = \frac{1}{2} [g_0^2 + (1 + 2\epsilon_0)f_0^2 - 2(1 + \epsilon_0)f_0 g_0 \cos \phi] \quad (5)$$

В таблице 1 приведены значения обычно определяемой на опыте величины

$$\frac{\Gamma_1(\ell^+ + \ell^-)}{\Gamma_2(\ell^+ + \ell^-)} = \frac{f_0^2 + g_0^2 + 2f_0 g_0 \cos \phi}{f_0^2 + g_0^2 - 2f_0 g_0 \cos \phi} \quad (6)$$

Т а б л и ц а 1

		$\Gamma_1/\Gamma_2$			
$\phi$	$g_0/f_0$	1,0	0,5	0,2	0,1
$\pi/2$	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
$\pi/3$	3,0	2,33	1,48	1,22	1,0
$\pi/4$	5,83	3,60	1,75	1,33	1,0
	$\infty$	9,0	2,25	1,49	1,0

Мы видим, что при сильном нарушении CP-инвариантности в  $K_{\ell_3}^0$ -распадах ( $\phi = \pi/2$ ) отношение (6) оказывается нечувствительным к примеси амплитуды перехода  $\Delta Q = -\Delta S$ . Таким образом, на основании данных работы <sup>12/</sup> ( $\Gamma_1/\Gamma_2 = 0,85^{+1,8}_{-0,85}$ ) и работы <sup>13/</sup> ( $\Gamma_1/\Gamma_2 = 1,3^{+1,2}_{-0,7}$ ) нельзя сделать однозначного вывода, что амплитуда  $\Delta Q = -\Delta S$  мала.

<sup>x/</sup> Этот вывод, как нам стало известно, содержится также в обзоре М.В.Тереньтсва <sup>11/</sup>.

Более того эти данные хорошо согласуются с предположением о значительном вкладе перехода  $\Delta Q = -\Delta S$ , при условии сильного нарушения комбинированной четности в  $K_{\ell_3}^0$ -распадах.

### Временные зависимости вероятности $K_{\ell_3}^0$ - распадов

Будем считать для определенности, что рождаются  $K^0$ -мезоны. Тогда для получения в общем виде временных зависимостей распадов  $K_{\ell_3}^0$  и  $K_{\ell_3}^0$ -исходными выражениями будут  $x/$

$$N^+(t) = \frac{1}{2} |(f+g)e^{im_1 t - \frac{\lambda_1}{2} t} + (f-g)e^{im_2 t - \frac{\lambda_2}{2} t}|^2 \quad (7)$$

$$N^-(t) = \frac{1}{2} |(g^*+f^*)e^{im_1 t - \frac{\lambda_1}{2} t} + (g^*-f^*)e^{im_2 t - \frac{\lambda_2}{2} t}|^2 \quad (8)$$

Из приведенных на рис. 1 кривых видно, что их вид зависит как от степени нарушения CP-инвариантности, так и от правила отбора  $\Delta Q = -\Delta S$ . Однако для экспериментального разделения этих двух факторов необходимо высокое разрешение по времени особенно вблизи точки рождения  $K^0$ -мезона.

Из формул (7) (8) нетрудно получить выражения для суммарного числа распадов с испусканием положительного или отрицательного лептона:

$$N^+(t) + N^-(t) = [(f_0^2 + g_0^2 + 2f_0 g_0 \cos \phi) e^{-\lambda_1 t} + (f_0^2 + g_0^2 - 2f_0 g_0 \cos \phi) e^{-\lambda_2 t} + 4f_0 g_0 \sin \phi \sin \Delta m t e^{-\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} t}] - \dots \quad (9)$$

Характерной особенностью этого выражения является присутствие интерференционного члена, который существенным образом зависит от степени нарушения CP-инвариантности в лептонных распадах  $K^0$ -мезонов (см. рис. 2). В случае сохранения комбинированной четности ( $\phi = 0$ ) этот член выпадает и выражение (9) превращается в сумму двух экспоненциальных членов независимо от того, имеются ли переходы

$\Delta Q = -\Delta S$  или нет. Таким образом, экспериментальное наблюдение "осцилляций" в кривых  $N_{\ell_3}^+(t) + N_{\ell_3}^-(t)$  явилось бы указанием на нарушение CP-инвариантности в  $K_{\ell_3}^0$ -распадах  $x/x'$ . Нетрудно видеть, что характер этих осцилляций зависит от знака разности масс  $K_1^0$  и  $K_2^0$ -мезонов (рис. 3).

$x/$  Здесь и в дальнейшем мы пренебрегаем членами порядка  $\epsilon_0$ .

$x/x'$  Имеющиеся экспериментальные данные <sup>/12,13/</sup> весьма бедны, чтобы можно было в настоящее время исключить такую возможность.

Что же касается "временного" выражения для зарядовой асимметрии:

$$N^+(t) - N^-(t) = 2(f_0^2 - g_0^2) \cos \Delta m t e^{-\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} t} \dots \quad (10)$$

то его вид не зависит в первом приближении от степени нарушения CP-инвариантности в  $K_{\ell_3}^0$ -распадах ( $\phi$ ). Эта зависимость сказывается лишь при учете членов  $\sim \epsilon_0$ .

В заключение мы хотели бы поблагодарить В. Любошица и М. Подгоревкого за обсуждение и ценные замечания.

### Л и т е р а т у р а

1. J.H.Christenson, J.W.Cronin et al. Phys.Rev.Lett. **13**, 138 (1964).
2. J.Bernstein et al. Phys.Lett. **12**, 146 (1964).
3. S.Bell and T.J.Perring. Phys.Rev.Lett. **13**, 348 (1964).
4. B.Lanrant and M.Roos. Phys.Lett. **13**, 269 (1964).
5. M.Levy and M.Nauenberg. Phys.Lett., **12**, 155 (1964).
6. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett. **13**, 495 (1964).
7. Э.О. Оконов и У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ Р-1800, Дубна (1964).
8. В. Любошиц, Э.О. Оконов, М. Подгоревкий и У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ, Д-1828, Дубна (1964).
9. R.G.Sachs. Phys.Rev.Lett. **13**, 286 (1964).
10. R.G.Sachs and S.B.Treiman. Phys.Rev.Lett. **8**, 137 (1962).
11. М.В. Терентьев. Препринт ИТЭФ № 309 (1964).
12. L.Kirsch et al. Phys.Rev.Lett. **13**, 35 (1964).
13. B.Aubert et al. Phys.Lett. **10**, 215 (1964).
14. R.W.Hrge et al. Phys.Rev.Lett. **11**, 35 (1963).
15. H.Courant et al. Phys.Rev. **136** No6 B, 1791 (1964).
16. A.Pais and S.B.Treiman. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна 1964 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 марта 1965 г.

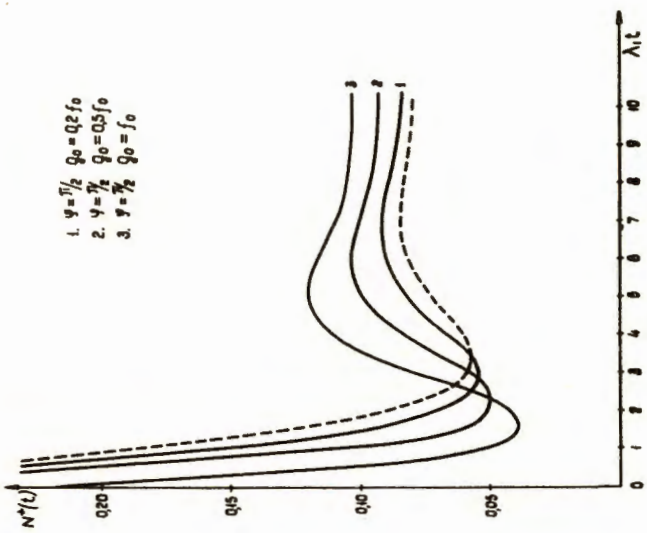
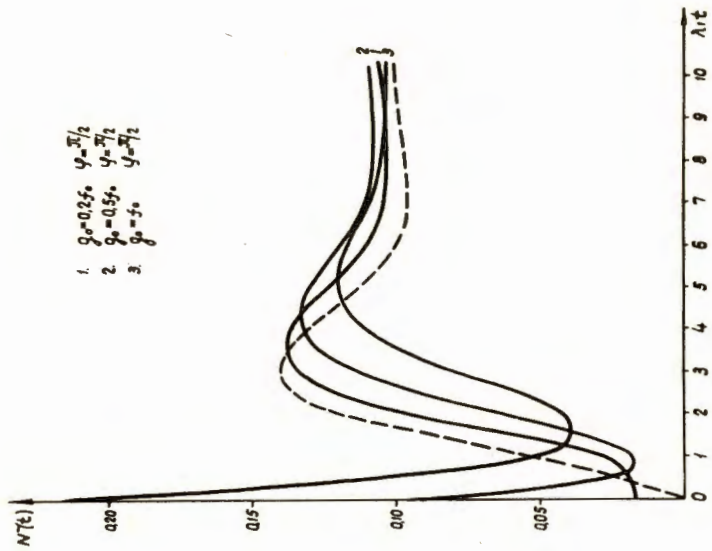


Рис. 1.

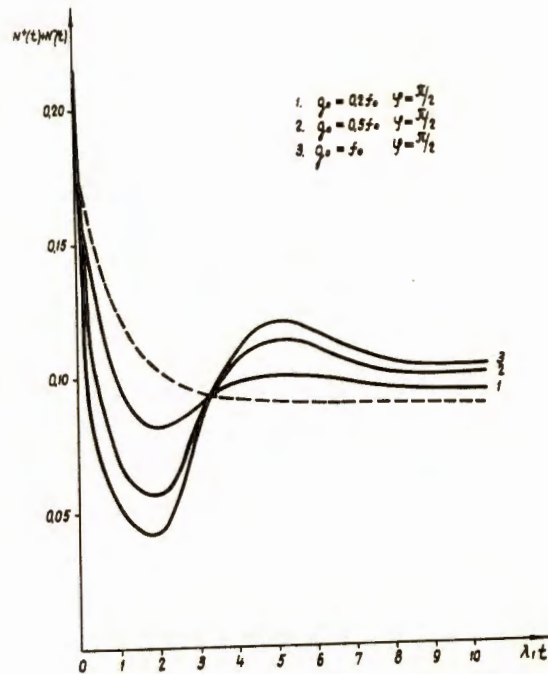


Рис. 2.

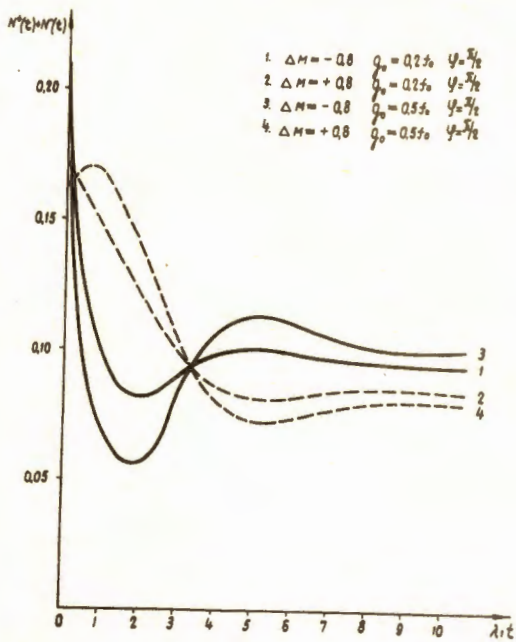


Рис. 3.