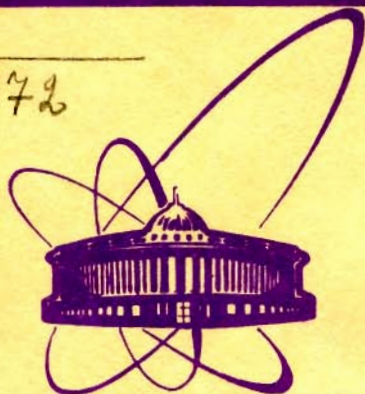


K-172



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5560/2-79

7/1-80

P2 - 12704

Ю.Л.Калиновский, С.О.Кривонос, В.Н.Первушин

ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ПОПРАВКИ  
К ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА  $K \rightarrow 2\pi$   
И РАЗНОСТИ МАСС НЕЙТРАЛЬНЫХ  $K$ -МЕЗОНОВ  
В КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

1979

P2 - 12704

Ю.Л.Калиновский, С.О.Кривонос, В.Н.Первушин

ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ПОПРАВКИ

К ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА  $K \rightarrow 2\pi$

И РАЗНОСТИ МАСС НЕЙТРАЛЬНЫХ  $K$ -МЕЗОНОВ

В КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

Калиновский Ю.Л., Кривonos С.О., Первушин В.Н. P2 - 12704

Однопетлевые поправки к вероятности распада  $K \rightarrow 2\pi$   
и разности масс нейтральных  $K$ -мезонов  
в киральной теории

Рассмотрено однопетлевое приближение в слабых нелептонных распадах  $K \rightarrow 2\pi$  и разности масс нейтральных  $K$ -мезонов в киральной теории. Показано прямым вычислением, что барионные петли дают малый вклад  $\approx 13\%$  в амплитуду распадов  $K \rightarrow 2\pi$ , в разность масс нейтральных  $K$ -мезонов и не могут привести к факторам "динамического" усиления за счет сильных взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Kalinovsky Ju.L., Krivonos S.O., Pervushin V.N. P2 - 12704

The One-Loop Corrections to the Decay Mode  $K \rightarrow 2\pi$   
and the Mass Difference of Neutral Kaons  
in Chiral Theory

The one-loop approach to decays  $K \rightarrow 2\pi$  and the mass difference of neutral kaons in chiral theory are considered. It is shown that the baryon loops give small contribution and cannot bring to the factors of "dynamical" enhancement at the expense of strong interactions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

До сих пор нет единого мнения о природе эмпирического правила  $|\Delta T| = \frac{1}{2}$  в нелептонных распадах адронов.

Проблема заключается в том, что теория Кабиббо не описывает  $|\Delta T| = \frac{1}{2}$  и для согласия с экспериментом необходимо предположить "динамическое" усиление взаимодействия, пропорционального  $\sin \theta_c$ . Это достигается введением в лагранжиан слабого взаимодействия различных кварковых токов типа  $(\bar{c}\pi)_R$ <sup>1/</sup> и  $(\bar{c}\lambda)_R$ <sup>2/</sup>. Однако в таком подходе "динамическое" усиление амплитуд переходов с  $|\Delta T| = \frac{1}{2}$  по сравнению с амплитудами переходов с  $|\Delta T| = \frac{3}{2}$  зависит от малого параметра  $\sin \theta_c$  и от числа кварков, оставляя тем самым произвол в выборе той или иной кварковой схемы и в конкретном виде лагранжиана слабого взаимодействия.

Вместе с тем существует и другой путь решения проблемы правила  $|\Delta T| = \frac{1}{2}$  — с помощью введения в лагранжиан слабого взаимодействия нейтральных адронных токов<sup>3/</sup>. В<sup>3/</sup> рассматривается модель, в которой нейтральные адронные токи не смешиваются с лептонными и в первом порядке по  $G_w$  не возникают переходы с  $|\Delta S| = 2$ .

Достигается это<sup>3/</sup> путем увеличения минимальной калибровочной группы  $SU(2) \times U(1)$  до группы  $(SU(3))_{\text{адр.}} \times (SU(2))_{\text{лепт.}} \times U(1)_{\text{адр.лепт.}}$ . В этой модели в "идеальном" случае ( $\theta_c = 0$ ) нейтральные адронные токи имеют ту же алгебраическую структуру, что и заряженные, и входят в лагранжиан слабого взаимодействия с константой связи  $G_w = \frac{10}{m_p^2}$  /универсальность/.

В работе<sup>4/</sup> идеи<sup>3/</sup> были реализованы с помощью метода феноменологических лагранжианов<sup>5/</sup>. Токи, входящие в лагранжиан слабого взаимодействия, рассматривались как нелинейные реализации  $SU(3) \times SU(3)$ . При рассмотрении только адронного сектора в<sup>4/</sup> было дано удовлетворительное описание всех мод нелептонных распадов К-мезонов в "древесном" приближении. Было также получено, что в лагранжиане, описывающем процессы с  $|\Delta T| = \frac{3}{2} (K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)$ , появляется, при нарушении симметрии вращением лагранжиана слабого взаимодействия вокруг 7 оси

пространства  $SU(3)$ , фактор  $(\cos\theta_c \sin\theta_c - 2\sin^2\theta_c)$ , который обеспечивает необходимое "подавление" процессов с  $|\Delta T| = 3/2$ .

В настоящей работе рассматривается однопетлевый вклад барионов в распады  $K \rightarrow 2\pi$  и разность масс  $K_L - K_S$  мезонов. Показано, что барионные петли дают малый  $\approx 13\%$  вклад и не могут объяснить необходимого "динамического" усиления за счет сильного взаимодействия.

### БАРИОННЫЕ ПЕТЛИ В РАСПАДЕ $K \rightarrow 2\pi$

Лагранжиан слабого взаимодействия, описывающий распад  $K \rightarrow 2\pi$ , состоит из двух частей <sup>/4,5/</sup>:

$$\mathcal{L}_w (|\Delta S| = 0) = \frac{G_w}{\sqrt{2}} (J_\mu^1 - iJ_\mu^2)(J_\mu^1 + iJ_\mu^2), \quad /1/$$

$$\mathcal{L}_w (|\Delta S| = 1) = 2 \frac{G_w}{\sqrt{2}} d_{6ab} J_\mu^a J_\mu^b. \quad /2/$$

Токи, входящие в /1/ и /2/, являются нелинейными реализациями  $SU(3) \times SU(3)$  - симметрии.

Мезонные барионные токи имеют вид

$$i\lambda_i J_\mu^i = F_\pi^2 (e^{i\xi} \partial_\mu e^{-i\xi}), \quad /3/$$

$$J_\mu^i = (v_\mu^i - a_\mu^i) = -i\bar{\Psi}^k \gamma_\mu f_{kl}^i \Psi^\ell - \quad /4/$$

$$- g_A \bar{\Psi}_k \gamma_\mu \gamma_5 [a d_{kl}^i - i(1-a) f_{kl}^i] \Psi_\ell,$$

где соответственно  $\xi = \frac{1}{F_\pi} (\lambda_i \phi^i)$ ;  $\phi^i$ ,  $\Psi_i$  - мезонные и барионные поля;  $f_{kl}^i$ ,  $d_{kl}^i$  - структурные константы  $SU(3)$ ,  $a \approx 2/3$  - параметр смешивания F- и D-связей;  $g \approx 1,25$ ,  $F_\pi = 92$  МэВ.

В древесном приближении амплитуда распада  $K \rightarrow 2\pi$  имеет вид <sup>/4/</sup>

$$A(K \rightarrow 2\pi) = iG_w F_\pi (m_K^2 - m_\pi^2). \quad /5/$$

В однопетлевом приближении рассмотрим диаграммы, показанные на рис. 1.

Лагранжианы сильного взаимодействия мезонов и барионов <sup>/5/</sup> записываются следующим образом:

$$\mathcal{L}_1 = 2ig_A \frac{M}{F_\pi} (a d_{kl}^i - i(1-a) f_{kl}^i) \bar{\Psi}_k \gamma_5 \Psi_\ell \phi_i, \quad /6/$$

$$\mathcal{L}_2 = 2g_A^2 \frac{M}{F} (a d_{ik}^m - i(1-a) f_{ik}^m) (a d_{lj}^m - i(1-a) f_{lj}^m) (\bar{\Psi}_k \Psi_\ell) (\phi_i \phi_j), \quad /7/$$

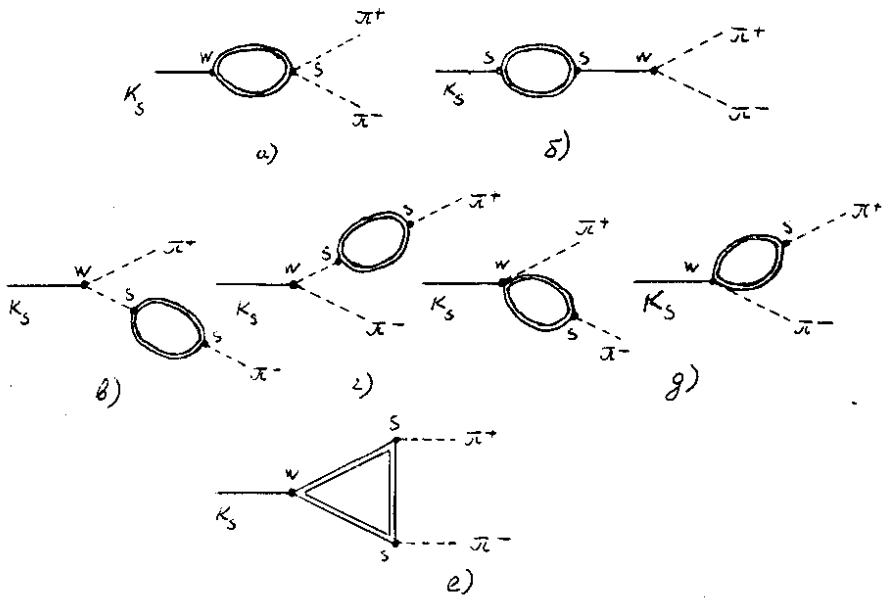


Рис. 1

$$\mathcal{L}_3 = \frac{i}{2F_\pi^2} \{ f_{kl}^m f_{ij}^m (1 - g_A^2) + g_A^2 [ -\frac{2}{3} a^2 (\delta_{ik} \delta_{jl} - \delta_{il} \delta_{jk}) ] + 2\alpha(1-a) f_{ij}^m (f_{kl}^m - i d_{kl}^m) \} (\bar{\Psi}_k \gamma_\mu \Psi_\ell) (\phi_i \partial_\mu \phi_j). \quad /8/$$

Процедура вычисления петлевых поправок подробно изложена в /5/ и /6/. Для устранения расходимостей в процессе  $K \rightarrow 2\pi$  достаточно провести перенормировку массы. Оставшиеся расходимости сокращаются. Действительно, расходящаяся часть диаграммы а/ /рис. 1/ имеет вид:

$$-4 \frac{g_A^2 m_N^2}{F_\pi} G_w \frac{8}{9} \int \frac{dk}{(2\pi)^4} \frac{q^2 + 2qk}{(m_N^2 - k^2)(m_N^2 - (k+q)^2)}, \quad /9/$$

диаграмм б/, в/, г/, д/ после перенормировки массы -

$$4 \frac{g_A^2 m_N^2}{F_\pi} G_w \frac{16}{27} \int \frac{dk}{(2\pi)^4} \frac{q^2 + 2qk}{(m_N^2 - k^2)(m_N^2 - (k+q)^2)}, \quad /10/$$

и диаграммы е/ -

$$4 \frac{g_A^2 m_N^2}{F_\pi} G_w \frac{8}{27} \int \frac{dk}{(2\pi)^4} \frac{q^2 + 2qk}{(m_N^2 - k^2)(m_N^2 - (k+q)^2)} \quad /11/$$

Здесь  $8, 16/27$  —  $SU(3)$ -факторы,  $q$  — импульс  $K$ -мезона,  $m_N$  — масса нуклона. Сумма /9/, /10/, /11/ равна 0. Вклад диаграмм д/ с лагранжианом /7/ равен 0 из-за равенства нулю шпура в подинтегральном выражении. Вклад этой диаграммы с лагранжианом /8/ равен нулю на основании закона сохранения векторного тока /5,8/. Вклад оставшейся конечной части с точностью  $(m_\pi/m_K)^2$  равен

$$iGF_\pi (m_K^2 - m_\pi^2) \frac{1}{3} \cdot \frac{g_A^2}{12\pi^2} \left(\frac{m_K}{F_\pi}\right)^2,$$

окончательно:

$$A(K \rightarrow 2\pi) = iGF_\pi (m_K^2 - m_\pi^2) \left\{ 1 + \frac{1}{3} \frac{g_A^2}{12\pi^2} \left(\frac{m_K}{F_\pi}\right)^2 \right\}, \quad /12/$$

и вклад барионных петель в амплитуду распада  $K \rightarrow 2\pi$  составляет  $\approx 13\%$  вклада древесного приближения.

#### ВКЛАД БАРИОНОВ В РАЗНОСТЬ МАСС $K_L - K_S$ МЕЗОНОВ

В /5,7/ оценка разности масс нейтральных  $K$ -мезонов была сделана в предположении, что основной вклад дают диаграммы с испусканием разного числа пионов. Вклад однопионной диаграммы на рис. 2 равен 0 в силу соотношения Гелл-Манна-Окубо. В /5,7/ было показано, что

$$\Delta m = 0,52 w^{(2\pi)}, \quad /13/$$

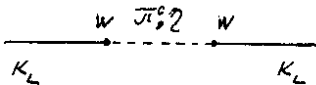


Рис. 2

где  $w^{(2\pi)}$  — вероятность распада  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , экспериментальное значение  $(\Delta m)_{\text{эксп}} = 0,5402 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

Оценим вклад барионных петель.

Барионный ток, входящий в лагранжиан /1/, имеет явный вид /4/:

$$(J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^8) = \bar{p} \gamma_\mu (1 - g_A (1 - \frac{2}{3} \alpha) \gamma_5) p +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{2}{3} g_A a \bar{\pi} \gamma_\mu \gamma_5 n + \bar{\Xi}^- \gamma_\mu (1 + g_A (1 - \frac{4}{3} a) \gamma_5) \Xi^- + & /14/ \\
& + \frac{2}{3} a g_A \bar{\Xi}^0 \gamma_\mu \gamma_5 \Xi^0 + \frac{1}{2} \bar{\Sigma}^- \gamma_\mu (-1 + g_A (1 - \frac{8}{3} a) \gamma_5) \Sigma^- + \\
& + \frac{1}{2} \bar{\Sigma}^+ \gamma_\mu (1 - g_A (1 - \frac{4}{3} a) \gamma_5) \Sigma^+ - \frac{a}{3} g_A (\bar{\Sigma}^0 \gamma_\mu \gamma_5 \Sigma^0 - \bar{\Lambda} \gamma_\mu \gamma_5 \Lambda) - \\
& - \frac{a}{\sqrt{3}} g_A (\bar{\Sigma}^0 \gamma_\mu \gamma_5 \Lambda + \bar{\Lambda} \gamma_\mu \gamma_5 \Sigma^0).
\end{aligned}$$

Основные диаграммы, которые необходимо учитывать в разности масс  $K_L - K_S$ , приведены на рис. 3.

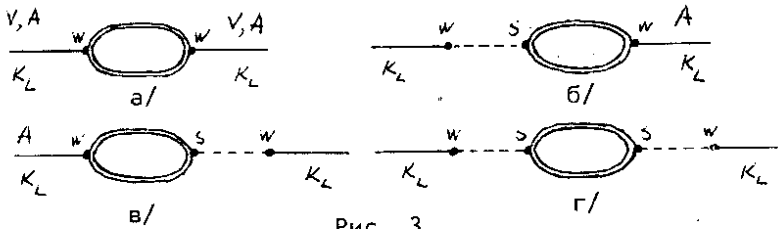


Рис. 3

Вклад диаграммы а/ равен нулю вследствие сохранения векторного тока /5,8/. По той же причине обращаются в нуль и остальные диаграммы, в которых  $K_L$  соответствует векторному току. Оставшиеся диаграммы с учетом соотношения Голдбергера-Треймана /частное сохранение аксиального тока/ дадут суммарный вклад в виде

$$(GF_\pi)^2 g_A^2 \frac{m_p^2}{6F_\pi^2} \left( \frac{k^2}{k^2 - m_\pi^2} \right)^2 \xi \int \frac{dp}{(2\pi)^4} \text{Sp} \{ \gamma_5 \hat{k} C(p+k) \gamma_5 \hat{k} G(p) \}. \quad /15/$$

После проведения процедуры перенормировок /5/ получим конечный вклад всех барионов в разность масс нейтральных  $K$  - мезонов:

$$\Delta m = G^2 m_k^4 \frac{g_A^2}{48\pi^2} \left( \frac{m_k}{F_\pi} \right)^2 m_\pi \cdot \xi, \quad /16/$$

$\xi$  - фактор  $SU(3)$ .



$$\xi = \frac{25}{81} + \frac{16}{81} \left(\frac{m_p}{m_N}\right)^2 + \frac{1}{81} \left(\frac{m_p}{m_{\Xi^-}}\right)^2 + \frac{25}{81} \left(\frac{m_p}{m_{\Xi^0}}\right)^2 + \frac{49}{162} \left(\frac{m_p}{m_{\Sigma^-}}\right)^2 + \frac{25}{162} \left(\frac{m_p}{m_{\Sigma^+}}\right)^2 + \frac{4}{81} \left(\frac{m_p}{m_{\Sigma^0}}\right)^2 + \frac{4}{81} \left(\frac{m_p}{m_{\Lambda}}\right)^2 + \frac{8}{27} \left(\frac{m_p}{m_{\Sigma\Lambda}}\right)^2 \approx 1,7. \quad /17/$$

Окончательно:

$$\Delta m \approx 0,11 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1},$$

и наблюдаемую разность масс нельзя объяснить за счет барионных петель.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено однопетлевое приближение в распадах  $K \rightarrow 2\pi$  и разности масс нейтральных  $K$ -мезонов. Показано, что барионные петли дают малый вклад и не могут привести к факторам "динамического" усиления за счет сильных взаимодействий.

### ЛИТЕРАТУРА

1. De Rujula A., Georgi H., Glashow S.L. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.69.
2. Волков Г.Г., Липартелиани А.Г., Мониц В.А. ИФВЭ 75-153, 1975; Волков Г.Г., Липартелиани А.Г., Рыков В.Л. ИФВЭ, 76-104, 1976; Волков Г.Г., Липартелиани А.Г., Никитин Ю.П. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.191.
3. Fritzsche H., Minkowski P. Ann. of Phys., 1975, 93, p.193.
4. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н. ЯФ, 1979, 29, с.475.
5. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. Атомиздат, М., 1978.
6. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1974, 19, с.652.
7. Pervushin V.N., Volkov M.K. Phys.Lett., 1974, 51B, p.399.
8. 't Hooft G., Veltman M. Nucl.Phys., 1972, B44, p.189.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 июля 1979 года.