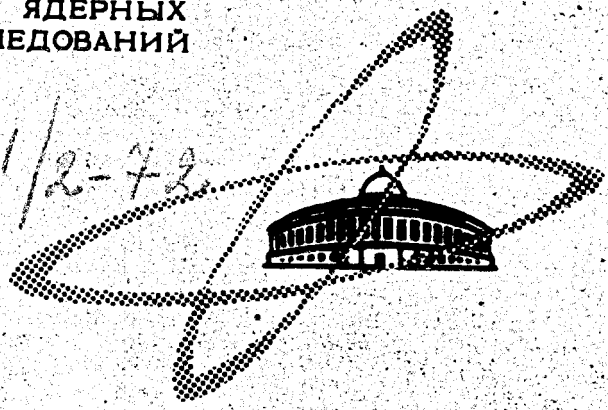


1-932

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4371/2-72



P1 - 6650

А.Л. Любимов

ЕЩЕ ОДНО ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ  
НЕСООТВЕТСТВИЯ ДАННЫХ О ВЕРОЯТНОСТЯХ  
РАСПАДОВ  $K_L^0 \rightarrow 2 \gamma$  И  $K_L^0 \rightarrow 2 \mu$

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1972

4

P1 - 6650

А.Л. Любимов

ЕЩЕ ОДНО ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ  
НЕСООТВЕТСТВИЯ ДАННЫХ О ВЕРОЯТНОСТЯХ  
РАСПАДОВ  $K_L^0 \rightarrow 2 \gamma$  И  $K_L^0 \rightarrow 2 \mu$

Направлено в *Physics Letters*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Любимов А.Л.

P1 - 6650

Еще одно возможное объяснение несоответствия данных о вероятностях распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  и  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ .

Существующее противоречие между измеренными вероятностями распадов  $K_L^0$ -мезонов на 2 фотона и на 2 мюона можно объяснить предположением о том, что в экспериментах по определению доли распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  в действительности наблюдался распад на 2  $\gamma$ -кванта в основном не  $K_L^0$ -мезонов, а некоторых неизвестных нейтральных мезонов с массой, меньшей  $m_{K^0}$  на  $\approx 15$  Мэв. Распад этих мезонов на 2 мюона в эксперименте по поиску распада  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$  не мог быть обнаружен. Рассматриваются возможности образования этих мезонов и обсуждаются их квантовые числа.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.

Дубна, 1972

Lyubimov A.L.

P1 - 6650

One More Possible Explanation of the Inconsistency of the Measured Decay Rates

$K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  and  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ .

The existing contradiction between the measured decay rates  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  and  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$  is explained by the assumption that in experiments for measuring the decay rates  $K^0 \rightarrow 2\gamma$ , the two gammas originate mainly from the decay of some unknown neutral meson lighter than the  $K_L^0$ . The possibilities of creation of these mesons and their quantum numbers are discussed.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna, 1972

В настоящее время для парциальных ширины распада  $K_L^0$  - мезонов на 2 фотона и на 2 мюона получены экспериментальные значения /1.2/

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})} = (1,9 \pm 0,1) \times 10^{-4}, \quad /1/$$

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\mu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})} \leq 1,8 \times 10^{-9}. \quad /2/$$

Как известно, данные /1/ и /2/ находятся в противоречии друг с другом, поскольку из теории следует соотношение /3/

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\mu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)} \leq 1,2 \times 10^{-5}, \quad /3/$$

что совместно с /1/ дает для распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$  противоречащую /2/ нижнюю границу

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\mu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})} \geq (6 \pm 0,5) \times 10^{-9}. \quad /4/$$

Многочисленные гипотезы, предложенные для решения "проблемы  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$  распада", основаны на отказе от предположений, положенных в основу вывода соотношения /3/ и, соответственно, на отказе от самого соотношения /3/. При этом в предложенных до

сих пор гипотеза предполагается случайная компенсация мнимой части амплитуды ожидаемого распада  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$  /проходящего через двухфотонное промежуточное состояние/ неким новым механизмом, вводимым соответствующей гипотезой /см. обзор /4/ /.

В настоящей работе предлагается объяснение противоречия между результатами /1/ и /2/, не требующее отказа от справедливости соотношения /3/ и не требующее указанной компенсации амплитуды распада  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ .

Суть предлагаемой гипотезы состоит в предположении, что доля распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  заметно меньше  $5 \times 10^{-4}$  /и не противоречит наблюдаемой верхней границе распада  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$  /, но что в экспериментах по измерению распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  из-за недостаточности точного определения массы распадающейся частицы в действительности наблюдался в основном распад на  $2\gamma$ -кванта не  $K_L^0$ -мезона, а некоторой другой нейтральной частицы с массой, несколько меньшей массы  $K^0$ -мезона. Распад этой частицы на 2 мюона в эксперименте /2/ не мог бы имитировать распад  $K_L^0 \rightarrow 2\mu$  вследствие хорошего разрешения по массе в этом эксперименте и не мог бы быть обнаружен, если бы ее масса не превышала 485 Мэв, так как, начиная с этой массы и ниже, в эксперименте /2/ наблюдался значительный фон в спектре эффективных масс системы  $\mu\bar{\mu}$ , вызванный распадами  $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$ . Разрешение по массам в выполненных экспериментах по измерению распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$  не позволило бы отделить  $K_L^0$ -мезоны от других, распадающихся на  $2\gamma$ -кванта, частиц, с массой, на 15-20 Мэв меньшей  $m_{K^0}$ .

Следует отметить, что в эксперименте /5/, где эффективные массы частиц, распадавшихся на 2 фотона, определялись наиболее точно, максимум распределения по массам смещен от массы  $K^0$ -мезона на  $\approx 1\%$  в меньшую сторону.

Таким образом, предлагаемая гипотеза не противоречит экспериментам, в которых были получены результаты /1/ и /2/. Чтобы избежать противоречия с экспериментами по другим, прежде всего заряженным, модам распада  $K_L^0$ -мезона, следует предположить, что распад предполагаемых частиц на 2 фотона является основным /или, по крайней мере, идет с вероятностью в десятки процентов/.

Существуют в принципе две возможности для образования предполагаемых новых частиц, имитировавших распад  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ :

А/ рождение в сильных взаимодействиях, наряду с рождением  $K^0 / \bar{K}^0 /$  мезонов; В/ образование в распадах  $K_L^0$ -мезонов. Слу-

чай /А/ по ряду причин является весьма маловероятным<sup>\*/</sup> и мы его рассматривать не будем. Рассмотрим подробней случай /В/.

Предположение об образовании предполагаемой частицы в распадах  $K_L^0$  снимает трудности, связанные с независимостью измеренной доли распадов  $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})$  от спектра и условий рождения  $K_L^0$ -мезонов.

Для объяснения совокупности рассмотренных экспериментальных данных необходимо, чтобы  $K_L^0$ -мезон с частотой  $\approx 10^{-3}$  образовывал, распадаясь, нестранный бозон с массой  $\approx 480$  Мэв, распадающийся в основном на 2 фотона. Какие квантовые числа должна иметь частица в этом случае? Изотопический спин  $T=0$  /чтобы не было заряженных партнеров/,  $G$ -четность  $G = +1$  /чтобы не было распадов на  $3\pi$ -мезона по сильному взаимодействию/. Поскольку нестранные мезоны с  $T^G = 0^+$  обозначают знаком  $\eta$  /1/, обозначим предполагаемую частицу  $\eta_2$ . Чтобы не было распада на  $2\pi$ -мезона, пространственная четность  $\eta_2$ -мезона должна удовлетворять соотношению  $P = (-1)^{J+1}$ , где  $J$ -спин. Это допускает значения  $J^P = 0^-, 1^+, 2^-, 3^+$  и т.д. Однако предположить для  $\eta$ -мезона спин 0 или 1 нельзя. Действительно, при  $J = 0$  распад  $K_L^0 \rightarrow \eta_2 + \gamma$  был бы запрещен /О-О переход/, а распады  $K_L^0 \rightarrow \eta_2 + e^+ + e^-$  и  $K_L^0 \rightarrow \eta_2 + \nu + \bar{\nu}$  должны быть чрезвычайно сильно подавлены<sup>\*\*/</sup>, распад  ${}^2K_L^0 \rightarrow \eta_2 + \nu + \bar{\nu}$  требует существования нейтральных лептонных токов. При  $J = 1$

<sup>\*/</sup> Например, в этом случае должны бы быть близкими времена жизни и энергетические спектры  $K_L^0$ -мезонов и предполагаемых частиц /чтобы объяснить близость измеренных значений  $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)$

при энергиях  $K_L^0$ -мезонов, различающихся в не-  
 $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})$  сколько раз/, должен был бы существовать заряженный изотопический партнер, который не был обнаружен, и т.д.

<sup>\*\*/</sup> Для сравнения укажем, что доли сходных распадов, для которых фазовый объем гораздо больше, составляют /1/

$$\frac{\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \pi e^+ e^-)}{\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \text{все})} < 0,4 \times 10^{-6}$$

$$\frac{\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \pi \gamma \gamma)}{\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \text{все})} < 3,5 \times 10^{-5}$$

распад на 2 фотона запрещен /6/. Из остающихся допустимыми значений спина наименьшее  $J = 2$ . Считая более высокие значения спина маловероятными, припишем  $\eta_2$ -мезону квантовые числа  $T^G(J^P) = 0^+ / 2^- /$ . В этом случае возможно образование  $\eta_2$ -мезона за счет распада



Так как фазовый объем для распада на  $3\pi$ -мезона у  $\eta_2$ -мезона значительно меньше, чем у  $\eta$ -мезона, то можно ожидать, что доля распадов на 2 фотона у  $\eta_2$ -мезона больше, а доля заряженных распадов /в основном распадов  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  / у  $\eta_2$ -мезона меньше, чем у  $\eta$ -мезона.

Образующийся в распаде /6/  $\gamma$ -квант с энергией 15 Мэв трудно обнаружить, если не производить специального поиска. Вызываемые им отклонения от компланарности двух фотонов высокой энергии незначительны, энергия этого  $\gamma$ -кванта в лабораторной системе координат при импульсах  $K_L^0$ -мезонов, использованных в экспериментах по измерению распадов  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ , также невелика, вследствие чего вероятность его конверсии понижена, а образующиеся при конверсии электроны и позитроны закручиваются в спирали очень малого размера. Поэтому совокупность опытов по наблюдению распадов  $K_L^0$ -мезонов не противоречит наличию распада /6/ с вероятностью  $\approx 10^{-3}$  от полной вероятности распада  $K_L^0$ -мезона.

Существование  $\eta_2$ -мезона вряд ли было бы обнаружено и в опытах по рождению в сильных взаимодействиях, так как сечение его образования может быть мало, а распады плохо поддаются наблюдению.

Поскольку  $\eta_2$ -мезон должен распадаться на 2 фотона, то должно также происходить фоторождение  $\eta_2$ -мезона в кулоновском поле ядер / эффект Примакова /. Однако в опытах по фоторождению  $\eta$ -мезона на ядрах /7/ образования  $\eta_2$  не наблюдалось, что ограничивает сечение возможного фоторождения  $\eta_2$ -мезона за счет эффекта Примакова величиной, приблизительно на порядок меньшей, чем для  $\eta$ -мезона. Так как сечение рождения за счет эффекта Примакова пропорционально ширине распада на 2 фотона,  $\Gamma_{\gamma\gamma}$ , то отсюда вытекает и соответствующее ограничение на величину  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  для

$\eta_2$  -мезона. Сходное ограничение накладывается и на величину полной ширины  $\Gamma$ , поскольку отношения  $\Gamma_{\gamma\gamma}/\Gamma$  для  $\eta_2$  и  $\eta$  -мезонов должны быть одного порядка.

Приношу глубокую благодарность А.М.Балдину, Ю.А.Будагову, В.Л.Любошицу и Л.Б.Окуню за полезные обсуждения.

### Литература

1. Particle data group. Review of particle properties. *Phys.Lett.*, 39B, April 1972.
2. A.R.Clark, T.Elioff, R.C.Field, H.J.Frisch, R.P. Johnson, L.T. Kerth, W.A. Wenzel. *Phys.Rev. Lett.*, 26, 1667 (1971).
3. L.M. Sehgal. *Phys.Rev.*, 183, 1511 (1969).  
C. Quigg, Y.D. Johnson. UCRL Report 18487.
4. А.Д.Долгов, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь, УФН, 107, в.4 /1972/.
5. M. Banner, J.W. Cronin, J.K. Liu, J.E. Pilcher. *Phys.Rev.*, 188, 2033 (1969).
6. Л.Д.Ландау. ДАН СССР, 50, 207 /1948/.
7. C. Vemprad, P.L. Braccini, L. Foa, L. Lübelsteyer, D. Schmitz. *Phys. Lett.*, 25B, 380 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 августа 1972 года.