

С 346.50

0-511

20/11 - 65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1900



Э.Оконов, У Цзун-фань

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

О ВОЗМОЖНЫХ ИМИТАЦИЯХ
РАСПАДА $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$

ФАН СЕР, 1965, т 163, №6,
стр. 1115 1117.

1964

P-1900

3022/3 кг.

Э.Оконов, У Цзун-фань

О ВОЗМОЖНЫХ ИМИТАЦИЯХ
РАСПАДА $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$

© Следственный институт
Министерства юстиции
БЕЛОРУССКАЯ

Недавно группе Принстонского университета в пучке K_2^0 -мезонов удалось зарегистрировать двухчастичные распады, в которых масса распадающейся частицы (если считать продукты распада пионами) с хорошей точностью совпадает с массой K_2^0 -мезона.

После оценки фона и анализа возможных имитирующих процессов авторы приходят к выводу, что ими был обнаружен распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ^{/1/}.

Существование такого типа распада означало бы нарушение CP-инвариантности в слабых взаимодействиях (или повлекло бы за собой пересмотр каких-либо других основных положений теории).

Фундаментальная важность этого экспериментального факта требует особой тщательности при анализе условий опыта. В этой связи следует подчеркнуть, что в рассматриваемом эксперименте не были идентифицированы ни распадающаяся частица, ни продукты ее распада. Поэтому в принципе возможно (хотя и маловероятно), что авторы работы^{/1/} имели дело с двухчастичным распадом какой-то другой неизвестной частицы.

Поскольку до сих пор не было осуществлено систематических поисков новых нейтральных долгоживущих частиц, представляет определенный интерес проанализировать такую возможность.

По условиям опыта^{/1/} распадные частицы регистрировались симметричной системой двух телескопов-спектрометров, обладающих очень высокой угловой и энергетической разрешающей способностью. Оси этих телескопов составляют с направлением пучка нейтральных частиц углы $\theta_{CP} = 22^\circ$.

В этой геометрии для двухчастичного распада мы имеем инвариантное соотношение:

$$p^2 (1 - \cos 2\theta) = \frac{M^2 - 4m^2}{2} = \text{Const},$$

где $p = p_+ = p_-$ - импульс распадных частиц с массой m ($m = m_+ = m_-$), а M - масса распадающейся частицы.

Из этого соотношения, используя данные распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и задаваясь различными массами продуктов распада, можно получить массу распадающейся частицы, распад которой мог бы имитировать распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (см. таблицу):

	M (МэВ)	P _± (МэВ)			
		θ = 12°	20,5°	22°	32°
K ⁺ K ⁻	1070	990	588	550	388
μ ⁺ μ ⁻	464	-"-	-"-	-"-	-"-
e ⁺ e ⁻	412	-"-	-"-	-"-	-"-
P (МэВ/с)		1937	1102	1020	658

В случае несимметричного двухчастичного распада ($m_+ \neq m_-$) вычисленное таким образом значение M будет зависеть не только от m_+ и m_- , но и от угла θ :

$$M = [m_+^2 + m_-^2 + 2\sqrt{(p_+^2 + m_+^2)(p_-^2 + m_-^2)} - 2p_+ p_- \cos 2\theta]^{1/2}.$$

Так, например, для распада $X^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ получаем $M = 822$ МэВ для $2\theta = 41^\circ$.

Однако распады такого типа не могут имитировать распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, так как для них $p_+ \neq p_-$, если $\theta_+ = \theta_-$, поэтому мы их здесь рассматривать не будем.

Рассмотрим возможные свойства гипотетических частиц, приведенных в таблице 1. При этом следует иметь в виду, что по условиям опыта зарегистрированные в [1] события являются распадами долгоживущих частиц $\tau = 10^{-6} - 10^{-8}$ сек (см. рис. 1).

Существование долгоживущей частицы $X_{1070}^0 \rightarrow K^+ K^-$ не представляется возможным. Если эта частица не обладает странностью ($S = 0$), то такая частица быстро разваливалась бы на несколько пионов. При этом трудно придумать сколько-нибудь значительный запрет, связанный с несохранением других квантовых чисел.

В случае, когда $S = \pm 1$, аналогичные трудности возникают с запретом распада $X_{1070}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Можно себе представить, что такая частица обладает $S = \pm 2$ (тогда быстрый распад $X_{1070}^0 \rightarrow K^0 K^0$ можно запретить, если, например, предположить, что спин X_{1070}^0 равен 1). Однако в этом случае основным распадом был бы $X_{1070}^0 \rightarrow K^+ \pi^- (\Delta S = 1)$, а распад $X_{1070}^0 \rightarrow K^+ K^-$ мог бы происходить только во втором порядке по слабому взаимодействию, если имеет место правило отбора $\Delta S = -1^x$.

Обсуждая возможность распада $X_{1070}^0 \rightarrow K^+ K^-$, нужно иметь также в виду, что такие события в опыте [1] могли бы регистрироваться только, если $\theta_{\pm} \leq 24^\circ$ ($p_{\pm} \leq 508$ МэВ/с), поскольку в систему запуска были включены черенковские счетчики, наполненные водой.

x) Отсутствие распадов $E^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и экспериментальное значение разности масс K_1^0 и K_2^0 (определяющей скорость перехода $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$) свидетельствуют в пользу правила отбора $\Delta S = 1$.

Распады двух других гипотетических частиц $X_{404}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $X_{412}^0 \rightarrow e^+ e^-$ могут происходить только через электромагнитное взаимодействие, так как слабые процессы, содержащие нейтронные лептонные токи, если не запрещены, то во всяком случае сильно подавлены ^{2,3/}. Анализ возможных наборов квантовых чисел для $X_{404}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $X_{412}^0 \rightarrow e^+ e^-$ мало чем отличается, однако второй из этих процессов будет иметь заметно большую вероятность (при прочих равных условиях). Поэтому мы ограничимся рассмотрением распада $X_{412}^0 \rightarrow e^+ e^-$.

Большинство наборов квантовых чисел J^{PC} для частицы с массой 412 Мэв и $S=0$, не может обеспечить стабильность такой частицы по отношению к сильным (на 2π) или электромагнитным распадам (в первом или во втором порядке по α).

Особое место занимают состояния 0^{+-} и 0^{-+} , для которых переход в $\pi\pi\gamma$ возможен только для высоких орбитальных состояний ($\ell_{\pi^+\pi^-} = 2$ E2 и M2), что обуславливает сильное подавление из-за центробежного барьера. Это подавление существенно зависит от радиуса взаимодействия r и составляет, как показывают оценки, $10^{-5} - 10^{-7}$ для $r = 0,5 \cdot 10^{-13} - 10^{-13}$ см.

Для указанных состояний невозможно тормозное излучение фотона одним из пионов (в виду запрета перехода $X^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ по сильному взаимодействию), а может происходить лишь "прямое" испускание γ -кванта. Вероятность же "прямого" излучения фотона (по отношению к тормозному) в процессах такого типа, по-видимому, мала ^{x)}.

Если принять вероятность распада в основном орбитальном состоянии частицы с массой ≈ 400 Мэв на $\pi^+\pi\gamma$ (с тормозным γ -квантом) равной $w = 10^{16} - 10^{17}$ сек⁻¹ (см., например, ^{14/}), то можно ожидать при определенных условиях, что $W(X_{412}^0 \rightarrow 2\pi\gamma) \approx 10^8 - 10^8$ сек⁻¹ хх).

Для выбранного нами набора квантовых чисел (0^{+-} , $S=0$) возможен также распад $X_{412}^0 \rightarrow 3\gamma$. Имеющиеся оценки ^{15/} дают для вероятности величину $W \approx 10^8$ сек⁻¹. При этом в более высоких порядках по электромагнитному взаимодействию будет иметь место и распад $X_{412}^0 \rightarrow e^+ e^-$ с вероятностью $\approx 10^4$ сек⁻¹ (с учетом поправок на фазовый объем).

Из наборов квантовых чисел X_{412}^0 со странностью $S = \pm 1$ нужно сразу же исключить векторные и псевдовекторные варианты. В противном случае нельзя избежать электромагнитных распадов $K_{1,2}^0 \rightarrow X^0 + \gamma$, что должно было бы привести к значительно

x) Из имеющихся сейчас очень бедных экспериментальных данных о распадах $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ^{16/} и $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ^{17/} можно предположить, что эта вероятность $\approx 10^{-2} - 10^{-3}$.

хх) В этом случае распад $X_{412}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ по слабому взаимодействию для состояния 0^- может оказаться вероятным ($10^8 - 10^{10}$ сек⁻¹), в то время как аналогичный переход для 0^{+-} запрещен.

меньшим временам жизни для K_1^0 и K_2^0 , чем те, которые наблюдаются в действительности.

Скалярные и псевдоскалярные X^0 -частицы могут обеспечить стабильность K_1^0 и K_2^0 по отношению к электромагнитным переходам $K_{1,2}^0 \rightarrow X^0 \gamma$ ($6,0-0$ -переход). Однако вероятность распада $X_{412}^0 \rightarrow e^+e^-$ оказывается в этих случаях настолько малой, что для того чтобы объяснить наблюдаемый в работе /1/ эффект, следует предположить аномально большое сечение рождения X_{412}^0 .

Таким образом, подводя итоги анализа возможных наборов квантовых чисел, нельзя в принципе исключить возможность существования долгоживущей частицы с $m = 412$ Мэв, $S = 0$ и $J^{PC} = 0^{+-}$, распад которой на e^+e^- мог бы имитировать распадный процесс $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. В этой связи следует заметить, что V^0 -события, совпадающие по кинематике с распадом $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, были зарегистрированы также в работе /8/, причем в той части экспозиции, где запуск искровых камер производился от распадных электронов, хотя прямых указаний на то, что продукты распада являются электронами, получено не было.

Не противоречит ли возможность существования частицы X_{412}^0 каким-либо другим экспериментальным данным?

Как уже упоминалось, вопрос о возможном существовании других нейтральных долгоживущих частиц (помимо K_2^0 -мезона) экспериментально не изучался. С другой стороны, основные моды распада X_{412}^0 вполне могли остаться незамеченными: распады $X_{412}^0 \rightarrow 3\gamma$ и $X_{412}^0 \rightarrow 2\pi^0\gamma$ наблюдать трудно, а распад $X_{412}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ практически невозможно отличить от трехчастичных распадов K_2^0 -мезона, если не идентифицировать все продукты распада и не измерять их импульсы.

Существующие схемы классификации частиц также не исключают такую возможность. Здесь уместно было бы указать на недавно опубликованную работу /9/, в которой было показано, что массы всех без исключения частиц и резонансов, обнаруженных до сих пор, удовлетворяют простому соотношению:

$$M = p \cdot m_\pi + q k,$$

где m_π - масса пиона ($m = \frac{1}{2}(m_{\pi^+} + m_{\pi^-}) = 137,3$ Мэв), k - постоянная величина, равная 234 Мэв, а p и q - целые числа, которые могут быть связаны с другими квантовыми числами довольно простыми эмпирическими формулами.

Так, например, для всех бозонов с $S = 0$

$$p = [I + \frac{1}{4}(P_\ell + 1)] \cdot J + \frac{1}{2}(1 - P_\ell) + 3(p - I)$$

$$q = \frac{1}{2} J (2I + J + 1)(n' + 1),$$

где J и I - обычный и изотопический спин, P_ℓ - четность (± 1), а n и $n' = 0, 1, 2, \dots$

Для X_{412}^0] $J^{PC} = 0^{+-}$, считая ее изосинглетом ($I = 0$), возможны $p = 3$, $q = 0$, откуда $M_{X^0} = 411,9$ Мэв, что находится в хорошем согласии с вычисленным выше (412 Мэв).

Все приведенные в настоящей заметке соображения, несмотря на свой спекулятивный характер, еще раз показывают, что для доказательства существования распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ необходима идентификация продуктов распада. Однако даже и в этом случае остается одна возможность, которая потребует дополнительных экспериментов.

Речь идет о распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, который при малых энергиях γ -кванта ($E \leq 1$ Мэв) также может имитировать распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Авторы работы /1/ исключают эту возможность на том основании, что в настоящее время не известны процессы, которые могли бы обусловить такую форму γ -спектра.

Нам кажется, что вопрос о распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ как об имитирующем процессе, заслуживают более серьезного рассмотрения ввиду возможного резонансного взаимодействия между двумя пионами. Поскольку в конечном состоянии отсутствуют какие-либо другие сильновзаимодействующие частицы, это взаимодействие может проявиться в рассматриваемом распадном процессе более явным образом, чем в процессах сильного взаимодействия. В то же время (если принять во внимание оценку относительной вероятности распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ /7/) достаточно предположить 10%-ный вклад резонансно взаимодействующих пионов, чтобы объяснить наблюдаемый в работе /1/ эффект. ^{х)} Очевидно, что идентифицировать пионы в распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и одновременно зарегистрировать мягкий γ -квант и измерить его энергию, экспериментально чрезвычайно трудно.

Имеется, однако, другая экспериментальная возможность отличить такой процесс от истинного распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Для этого нужно изучать зависимость числа распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ от времени t , т.е. от расстояния от точки рождения $K^0(K^{\bar{0}})$ -мезона.

Если наблюдаемый в /1/ эффект есть результат имитации, то кривая этой зависимости будет суммой двух экспонент. В случае же, если распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ действительно существует, эта зависимость уже не будет чисто экспоненциальной, так как будет содержать интерференционный член /10/.

Из графика, приведенного на рис. 2, видно, что отклонения от экспоненциального характера кривой составляют 3 + 4% для области $t = 4 + 5 \tau_1$ и 20 + 30% для области $t = 7 + 9 \tau_1$.

Совершенно разительным оказывается этот эффект при больших t , где амплитуды $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ сравнимы по величине (см. рис. 3). Так, в интервале $10 + 12 \tau_1$ (т.е. в пределах нескольких сантиметров по пробегу) число распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ умень-

х) Имитировать процесс $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ мог бы также распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + x^-$ с последующим электромагнитным распадом $x^- \rightarrow \pi^- \gamma$, где x^- - неизвестная векторная частица с $m_x = m_\pi$.

шается более чем в 300 раз, а в последующем интервале 12-14 г, вновь увеличивается в 50 раз^{х)}.

В заключение мы хотели бы поблагодарить В.Гришина, И.Гуревича, Г.Копылова, Д.Котляревского, В.Любошица, М.Подгорецкого, Г.Тахтамышева за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. J.N.Christensen, J.W.Cronin et al. Phys. Rev. Lett., 13, No.4, 138 (1964).
2. М.Х.Аникина и др. ЖЭТФ, 42, 130 (1962).
3. A.Abashian et al. Preprint (1964).
4. И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 41, 1049 (1964).
5. В.Г.Гришин, Г.И.Копылов. Препринт ОИЯИ Р-1750 (1964).
6. D.Stem. Phys. Rev., 128, No.1389 (1962).
7. F.R.Eisler et al. Preprint (1964).
8. A.Abashian et al. Phys. Rev. Lett., 13, 243 (1964).
9. R.M.Stemheimer. Phys. Rev. Lett., 13, No. 1 37 (1964).
10. R.Sachs. Phys. Rev. Lett., 13, 286 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 ноября 1964 г.

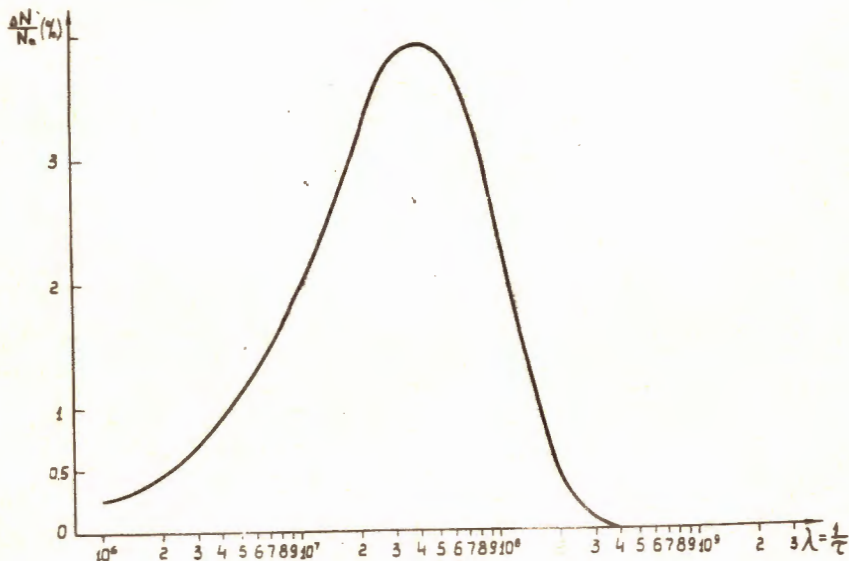


Рис. 1. Зависимость вероятности регистрации распадов от среднего времени жизни τ регистрируемой частицы (в условиях опыта^{1/1}).

х) Интерференционная картина оказывается очень чувствительной к величине разности масс K_1^0 и K_2^0 (Δm). В расчетах предполагалось, что $\Delta m = 0,8 \frac{h}{\tau_1}$, при этом мы пренебрегали возможной разностью фаз между амплитудами переходов $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

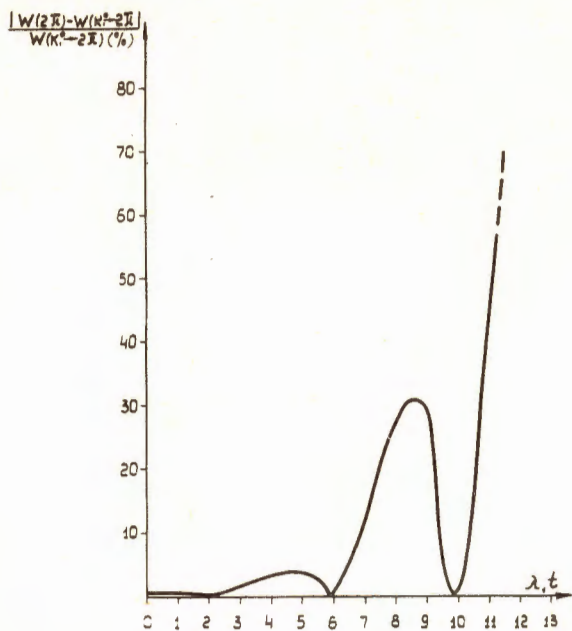


Рис. 2. Отклонение от экспоненциальной формы кривой в распаде $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ за счет интерференционного эффекта.

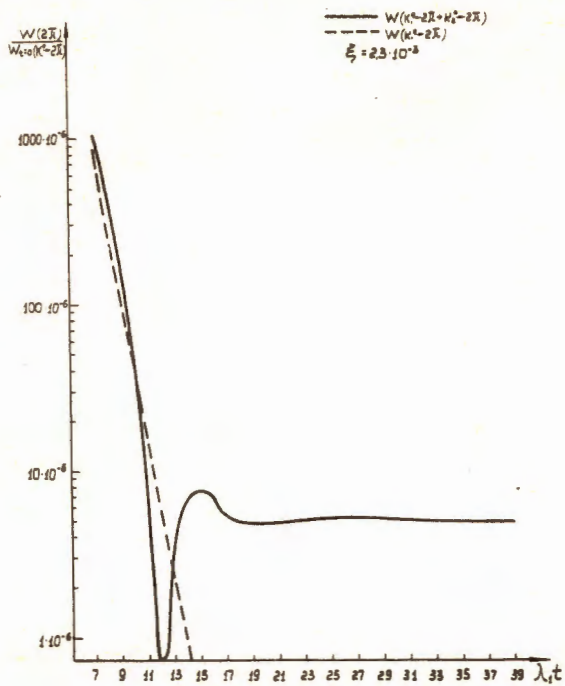


Рис. 3. Зависимость числа распадов $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ от времени для больших $\lambda_1 t$ (ξ - амплитуда распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).