

539.12.01

## НАРУШЕНИЕ $CP$ -ИНВАРИАНТНОСТИ В РАСПАДАХ $K^0$ -МЕЗОНОВ \*)

*К. Руббиа*

В этом докладе будет дан обзор экспериментальных данных по эффектам нарушения  $CP$  в распадах  $K^0$ -мезонов. Мы будем предполагать, что  $CPT$ -теорема выполняется строго. В настоящее время нет никаких экспериментальных оснований считать такую теорему несправедливой. Подробно этот вопрос будет обсуждаться в докладах В. Я. Файнберга и Л. И. Лapidуса. Тем не менее мы хотели бы отметить здесь, что одним из предсказаний такой теоремы в слабых взаимодействиях является равенство времен жизни частицы и античастицы. Экспериментально оно проверено для отдельных распадов с точностью до одной тысячной (табл. I).

Введем теперь определения коротко- и долгоживущих состояний. Они могут быть описаны как суперпозиции состояний с определенной  $CP$ -четностью  $|K_1\rangle$  и  $|K_2\rangle$ , определяемых как  $|K_1\rangle = CP |K_1\rangle$  и  $|K_2\rangle = -CP |K_2\rangle$ :

$$|K_S\rangle = \frac{|K_1\rangle + \varepsilon |K_2\rangle}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}}, \quad (1)$$

$$|K_L\rangle = \frac{|K_2\rangle + \varepsilon |K_1\rangle}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}}. \quad (2)$$

---

\*) Перевод с рукописи выполнен В. В. Соловьевым.

В силу *CPT*-теоремы комплексный параметр  $\epsilon$  в этих двух выражениях один и тот же. Если *CPT*-теорема не предполагается, то в формулах (1) и (2) будут два различных параметра  $\epsilon_S$  и  $\epsilon_L$ . Разность этих двух комплексных чисел может быть представлена в виде двух частей, одна из которых связана с различием времен жизни  $\bar{K}^0$ - и  $K^0$ -, а другая связана с различием масс  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -состояний. Следовательно, равенство времен жизни еще не есть доказательство *CPT*-теоремы в той степени, в какой это нужно, чтобы написать формулы (1) и (2).

Таблица I  
Проверка *CPT* — сравнение времен жизни частиц и античастиц

Частицы	Отношение	Литература
$\mu^+, \mu^-$	$1,000 \pm 0,001$	1
$\pi^+, \pi^-$	$1,0023 \pm 0,0040$	2
	$1,0056 \pm 0,0028$	3
	$1,004 \pm 0,0070$	4
$K^+, K^-$	$1,00049 \pm 0,00097$	2

Рассмотрим теперь нарушение *CP* в канале распада на 2  $\pi$ -мезона. В этом случае имеется два возможных состояния двух  $\pi$ -мезонов соответственно изотопическим состояниям с  $I = 0$  и  $I = 2$ . Пусть  $A_0$  и  $A_2$  — амплитуды распада, когда в начальном состоянии имеется  $K^0$ -мезон (странность равна +1). Единственный способ введения нарушения *CP* в канал распада состоит в том, чтобы сделать отношение  $A_2/A_0$  комплексным числом. Точнее, мы введем новый параметр  $\epsilon'$ , определяемый как

$$\epsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \operatorname{Im} \left( \frac{A_2}{A_0} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)}, \quad (3)$$

где параметры  $\delta_2, \delta_0$  есть фазы  $\pi\pi$ -рассеяния в состояниях с  $I = 2$  и  $I = 0$ . Член с  $(\delta_2 - \delta_0)$  учитывает взаимодействие двух  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии.

Одно из предсказаний правила  $\Delta I = 1/2$  есть, очевидно,  $A_2 = 0$ . Известно, что существует распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  с амплитудой  $A_+$ . Мы можем считать  $|A_2| \sim |A_+|$ ,  $|A_2| \sim 0,05 |A_0|$  и, следовательно,  $|A_2| \ll \ll |A_0|$ . Это есть дополнительное предположение, и можно было бы придумать ситуации, в которых  $|A_2| \sim |A_0|$  и, следовательно,  $|A_+| \ll \ll |A_2|$  в силу сокращения амплитуд распада с  $\Delta I = 3/2$  и  $\Delta I = 5/2$ .

Рассмотрим теперь экспериментально измеримые величины. Амплитуды 2 $\pi$ -распадов с нарушением *CP* разделим на соответствующие амплитуды распадов с сохранением *CP*:

$$\frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\Phi_{+-}}, \quad (4)$$

$$\frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\Phi_{00}}. \quad (5)$$

Наблюдаемые нарушения *CP* обусловлены как нарушением *CP* в процессе распада, описываемым параметром  $\epsilon'$ , так и наличием в начальном долгоживущем состоянии примеси, нарушающей *CP* и характеризующейся параметром  $\epsilon$  ( $|\epsilon| \ll 1$ ).

Следуя Ву и Янгу<sup>5</sup>, имеем

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon', \quad (6)$$

$$\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon'. \quad (7)$$

Отсюда можно получить формулу для так называемого треугольника Ву—Янга:

$$3\varepsilon = 2\eta_{+-} + \eta_{00}. \quad (8)$$

Важно отметить, что выражения (6) и (7) и, следовательно, (8) являются приближенными и следуют из предположения о том, что  $|A_2| \ll |A_0|$  (более подробно см., например, <sup>6</sup>). Далее в основном будут обсуждаться эксперименты по проверке формулы (8). Рассмотрим экспериментальную информацию о  $\eta_{+-}$ ,  $\eta_{00}$  и  $\text{Re } \varepsilon$ .

### I. МОДУЛЬ $\eta_{+-}$

После открытия Кристенсоном и др. распада  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  в нескольких экспериментах было определено отношение вероятностей распадов

$$\frac{K_L \rightarrow \pi^+\pi^-}{K_L \rightarrow \text{все заряженные продукты}}.$$

Полученные результаты приведены в табл. II.

Таблица II  
Экспериментальные данные по отношению вероятностей распадов

$\frac{K_L \rightarrow 2\pi^\pm}{K_L \rightarrow \text{все заряженные продукты}}$	Литература
$(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$	7
$(2,08 \pm 0,35) \cdot 10^{-3}$	8
$(1,93 \pm 0,26) \cdot 10^{-3}$	9
$(1,993 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$	10
$(1,97 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	11
$(2,12 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	12

Величину  $|\eta_{+-}|$  можно определить, зная это отношение, отношение вероятности заряженных распадов  $K_L$ -мезонов к полной ширине  $K_L$ -мезона, время жизни  $K_L$ -мезона, а также вероятность распада  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Вычисляя среднее из данных табл. II, находим

$$\frac{K_L \rightarrow \pi^+\pi^-}{K_L \rightarrow \text{все заряженные продукты}} = (2,00 \pm 0,062) \cdot 10^{-3}.$$

Используя этот результат, а также значения

$$\Gamma_L = (1,94 \pm 0,05) \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1},$$

$$\frac{K_L \rightarrow \text{заряженные продукты}}{K_L \rightarrow \text{все продукты}} = 0,78 \pm 0,03,$$

$$\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-) = (0,792 \pm 0,04) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1},$$

получаем

$$|\eta_{+-}| = (1,95 \pm 0,072) \cdot 10^{-3}.$$

II. ФАЗА  $\eta_{+-}$

$\Phi_{+-}$  — фаза  $\eta_{+-}$  — определялась при изучении  $2\pi$ -распадов когерентной смеси  $|K_S\rangle$ - и  $|K_L\rangle$ -состояний:

$$|K\rangle = |K_L\rangle + \rho |K_S\rangle. \tag{9}$$

Здесь  $\rho$  — известный комплексный коэффициент. До сих пор такие измерения осуществлялись двумя способами. Первый способ состоит в том, что состояние (9) образуется в пластине вещества, называемой регенератором. В этом случае в результате измерений определяется величина  $\alpha = \Phi_{+-} - \Phi_\rho$ , где  $\Phi_\rho$  связана с процессом регенерации и должна быть определена отдельно. В другом способе измерений, называемом экспериментом по «регенерации в вакууме», исходят из начального состояния  $|K^0\rangle$ , которое имеет вид

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [ |K_L\rangle + |K_S\rangle ].$$

Однако в этом случае интерференцию можно практически наблюдать только тогда, когда вклад от амплитуды распада  $K_S \rightarrow 2\pi$  имеет тот же порядок величины, что и от амплитуды распада  $K_L \rightarrow 2\pi$ , т. е. в области  $t \approx 2\tau_S \ln |\eta_{+-}| \approx 12\tau_S$ , где  $\tau_S$  — время жизни короткоживущего мезона. Следовательно, один из недостатков этого рода экспериментов состоит в том, что величина  $\Phi_{+-}$  решающим образом зависит от точного определения разности масс  $K_L$ - и  $K_S$ -мезонов  $\delta m = m_L - m_S$ . Поэтому этот метод представляет интерес, если можно определить величину  $12 \delta m / \hbar \Gamma_S$  лучше, чем  $\Phi_\rho$ .

В то же время, если бы  $\Phi_{+-}$  была бы точно известна из других методов, этот эксперимент давал бы точное определение разности масс  $\delta m$ . В настоящее время принимается

$$\delta m = (0,467 \pm 0,019) \hbar \Gamma_S.$$

Это дает неопределенность, связанную только с ошибкой в разности масс,

$$\Delta \Phi_{+-} = 0,2 \text{ рад.}$$

Недавно было сообщено об определении  $\Phi_{+-}$  методом регенерации в вакууме<sup>13</sup>:

$$\Phi_{+-} = (1,05 \pm 0,3) \text{ рад.}$$

Более ранние результаты, в которых фаза регенерации определялась с помощью данных по полным сечениям  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов (см. таблицу Н. Д. Галаниной — стр. 504), собраны в табл. III. Значения полных сечений, использованные в этих экспериментах, были определены Кулом и др. Неопубликованное измерение фазы регенерации Беннеттом и другими авторами<sup>17</sup> позволило до некоторой степени выяснить причину слишком большого значения  $\Phi_{+-} = (1,47 \pm 0,3) \text{ рад}$ , получавшегося в работе<sup>14</sup>. Эксперимент основан на измерении зарядовой асимметрии позади толстого регенератора и дает заметную фазу регенерации, такую, что величина  $\Phi_{+-}$  уменьшается примерно на 1,5 стандартного отклонения. Результат (предварительный и неопубликованный!) таков:

$$\Phi_{+-} = (1,05 \pm 0,3) \text{ рад.}$$

Таблица III

Экспериментальные данные о  $\Phi_{+-}$ , полученные из экспериментов по интерференции после регенератора и данных по полным сечениям для  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов

$\Phi_{+-}, \text{ рад}$	Литература
$+(1,47 \pm 0,3)$	14
$+(1,22 \pm 0,36)$	15
$+(0,44 \pm 0,44)$	16

Предполагается, что зарядовая асимметрия в лептонных распадах

$$A = \frac{N(\pi^{-l^+\nu}) - N(\pi^{+l^-\bar{\nu}})}{N(\pi^{-l^+\nu}) + N(\pi^{+l^-\bar{\nu}})} \quad (10)$$

позади толстого регенератора точно в направлении вперед имеет вид

$$A(t) = \frac{2(1-|x|^2)}{|1-x|^2} e^{-\Gamma_S t/2} \cos(\Delta m t + \Phi_\rho), \quad (11)$$

где  $x = g/f$  есть, как обычно, мера нарушения в распаде правила  $\Delta Q = \Delta S$ ,  $t$  — время в единицах собственного времени  $K$ -мезона,  $\Gamma_S$  — время жизни и  $\Delta m$  — разность масс.

Уместно сделать следующие замечания:

1. Величина наблюдаемой асимметрии зависит от величины нарушения  $CP$  в распаде. Однако зависимость от времени позволяет измерить  $\Phi_\rho$  (если  $\Delta m$  и  $\Gamma_S$  известны) независимо от правила  $\Delta Q = \Delta S$ .

2. Если, как это было в эксперименте Беннетта и др.<sup>17</sup>, детектировать  $K^0$ -мезоны, вылетающие в довольно большом конусе вперед, то будут регистрироваться также события от дифракционной регенерации. Предполагается, что эти события должны уменьшить эффект на заметную величину. Более того, фаза в зависящей от времени асимметрии смещается на величину  $\arg [i(f(\theta) + \bar{f}(\theta))]$  по отношению к величине  $\Phi_\rho$ . Величины  $f(\theta)$  и  $\bar{f}(\theta)$  есть соответственно амплитуды рассеяния для  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -состояний на угол  $\theta$  в л. с. к. Авторы сделали предположение, что  $\arg [i(f(\theta) + \bar{f}(\theta))] = 0$ .

### III. МОДУЛЬ $\eta_{00}$

Результаты, имевшиеся по  $|\eta_{00}|$  ко времени конференции в Гейдельберге, приведены в табл. IV<sup>6</sup>. Некоторые новые, еще не опубликованные результаты были представлены на конференции в Принстоне в ноябре

Таблица IV

Экспериментальные данные по  $|\eta_{00}|$

$ \eta_{00} $	Литература
$(4,3^{+1,1}_{-0,8}) \cdot 10^{-3}$	18
$(4,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	19
$(4,17 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$	20

1967 г., а кроме того, появились с тех пор в качестве частных сообщений. *Важно подчеркнуть, что весь этот материал носит совершенно предварительный характер* и именно таким его следует воспринимать; поэтому в табл. IV представлены только опубликованные результаты. Имея это в виду, мы хотели бы упомянуть здесь следующие планируемые эксперименты:

1. Совместный эксперимент ЦЕРНа, Орсэ и Политехнической школы. Этот эксперимент проводится в ЦЕРНе

на пузырьковой камере, наполненной фреоном. До сих пор сообщены были только результаты группы из ЦЕРНа. Все четыре  $\gamma$ -кванта конвертируют в жидкости, причем измеряются их углы и энергии. При значении  $|\eta_{00}| = 4 \cdot 10^{-3}$  в интервале масс  $K^0$ -мезона следовало бы ожидать 25 истинных событий и пяти случаев фона. Вместо этого наблюдали только 12 событий. Число 25 есть результат вычисления с помощью метода Монте-Карло при известном потоке  $K^0$ -мезонов. Считается, что эффективность регистрации равна 0,3, причем в нее входит коэффициент 0,6, связанный с потерями при отборе  $\gamma$ -квантов. Чтобы подчеркнуть правильность предсказаний, полученных в результате из вычислений по методу Монте-Карло, авторы указали:

а) Как сообщалось этой же группой на конференции в Гейдельберге, ими правильно оценена эффективность регистрации для распадов  $K_L \rightarrow 3\pi^0$ . Тем не менее следует отметить, что такое определение эффективности не содержит измерений, а основано только на просмотре.

б) Точность измерений проверяется путем восстановления массы  $\pi^0$ -мезона, получаемой из измерений углов и энергий двух  $\gamma$ -квантов, возникающих при его распаде.

в) Отчетливо регистрируется распад  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ . При доле этого распада  $\sim 10^{-3}$  видно 10 таких случаев, что близко к результату, полученному в работе Кронина и др.<sup>19</sup>

К сожалению, не имеется никаких данных по регенерации.

2. Принстонский эксперимент. В статье Кронина и сотрудников<sup>19</sup> была приведена цифра

$$\frac{R(K_L \rightarrow 2\pi^0)}{R(K_L \rightarrow 3\pi^0)} = (1,89 \pm 0,31) \cdot 10^{-3}.$$

На конференции в Принстоне эта же группа дала новое значение<sup>21</sup>

$$\frac{R(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)}{R(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)} = (1,36 \pm 0,18) \cdot 10^{-3},$$

которое меньше первоначально опубликованного примерно на 1,5 стандартного отклонения. Отсюда получается, что соответствующая величина  $|\eta_{00}|$  равна

$$|\eta_{00}| = (3,92 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}.$$

Однако основной новой особенностью этого анализа с улучшенной статистикой является наличие отчетливого дополнительного плеча в энергетическом распределении  $\gamma$ -квантов. Наличие такого плеча, имеющего ложный характер, можно было бы в конечном итоге приписать «хвосту» в функции разрешения по энергии.

Приведенное выше отношение вероятностей получено в предположении, что плечо отсутствует в области, использованной для измерения  $|\eta_{00}|$ , хотя это предположение не имеет прямого доказательства.

3. Совместный эксперимент Беркли и Гаванской группы. Это — эксперимент с искровой камерой, в которой регистрируются все четыре  $\gamma$ -кванта. Интересная особенность состоит в том, что задан импульс  $K^0$ -мезона  $p_K = 510 \text{ Мэв/с} \pm 10\%$ . Чтобы избавиться от событий с числом  $\gamma$ -квантов, большим четырех, требовалось наличие двух или большего числа искр. В качестве контроля искали события с числом  $\gamma$ -квантов, равным 7. Примерно только 3% числа событий с шестью  $\gamma$ -квантами отвечали наличию ложного седьмого  $\gamma$ -кванта. События, которые обсуждались на конференции в Принстоне, содержали 464 случая с четырьмя  $\gamma$ -квантами и составляли примерно 30% общего числа случаев. С учетом требования на углы  $\gamma$ -квантов число событий было уменьшено до трех. Исходя из значения  $|\eta_{00}| = 4 \cdot 10^{-3}$ , следовало бы ожидать 13 событий. Измерения с регенератором из углерода дали 51 событие при ожидаемом числе 51, доказывая тем самым справедливость критериев отбора.

4. Совместный эксперимент ЦЕРНа, Ахена, лаборатории Резерфорда. Анализ, о котором здесь пойдет речь, отличается от того, который был приведен на конференции в Гейдельберге<sup>22</sup>. В основном улучшение возникает из-за использования отбора событий не по углу, а по поперечному импульсу и из-за заметного

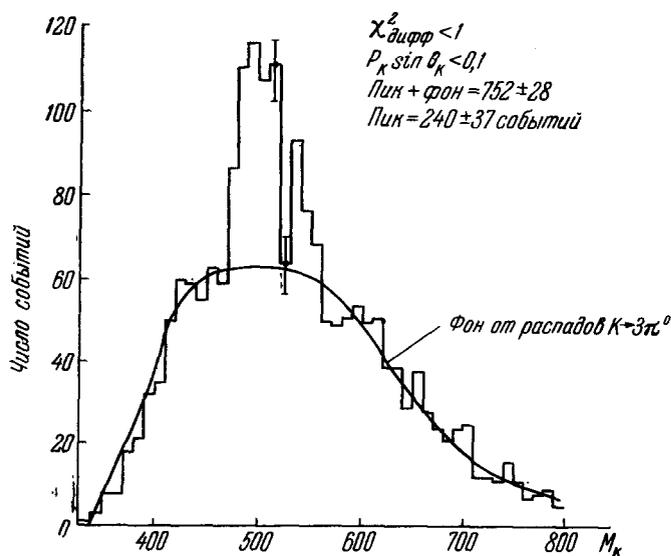


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе  $M_K$  событий с четырьмя  $\gamma$ -квантами из работы <sup>22</sup>. Показаны только те события, для которых  $p_K \sin \theta_K \leq 0,1$  Гэв/с. Показанная формула кривой спектра фона от распадов  $K \rightarrow 3\pi^0$  следует из вычислений по методу Монте-Карло.

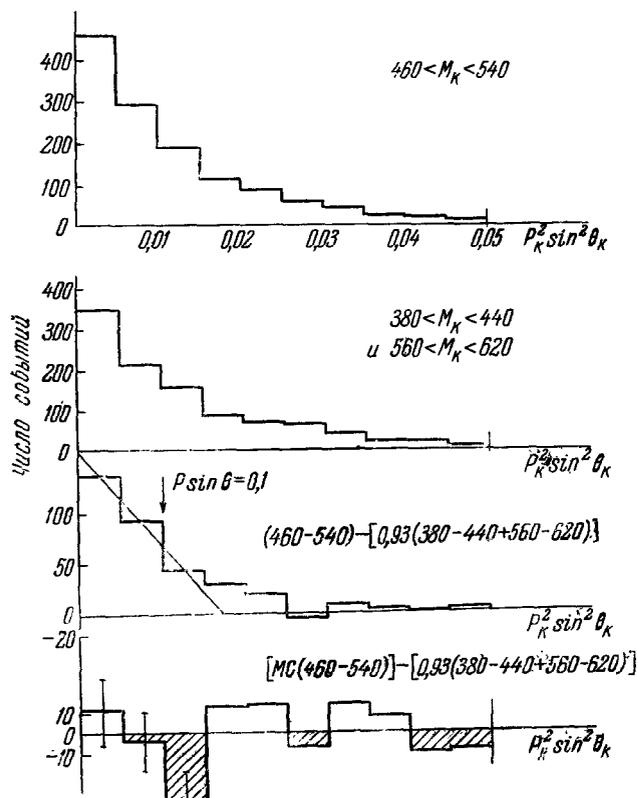


Рис. 2. Распределение событий по квадрату поперечного импульса  $p_K^2 \sin^2 \theta_K$  для различных интервалов массы  $M_K$ .

Кривая разности спектров получена из первых двух кривых, а также из вычислений по методу Монте-Карло.

улучшения в знании фона. На рис. 1 показано распределение по инвариантной массе для 28 000 событий, наблюдаемых группами ЦЕРНа и Аахена. Эффект насчитывает  $240 \pm 37$  событий. Это число следует сравнить с числом событий  $84 \pm 22$ , полученных на основе 7200 случаев, наблюдаемых в опубликованном ранее эксперименте<sup>18</sup>.

На рис. 2 показаны те же данные в зависимости от поперечного импульса для различных интервалов инвариантной массы. Если к новым данным применить старый критерий отбора, то число событий в пике получается равным  $228 \pm 34$ . Следовательно, новый результат подтверждает старый. Новое число для отношения вероятностей будет получено после анализа данных по регенерации.

#### IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\text{Re } \epsilon$

Недавно были опубликованы два эксперимента по определению зарядовой асимметрии в лептонных распадах долгоживущего состояния:

$$\delta = \frac{N(\pi^- l^+ \nu) - N(\pi^+ l^- \bar{\nu})}{N(\pi^- l^+ \nu) + N(\pi^+ l^- \bar{\nu})} = \frac{1 - |x|^2}{|1 - x|^2} : 2 \text{Re } \epsilon. \quad (12)$$

Формула (12) получена в предположении, что  $CPT$ -теорема выполняется. Два эксперимента дали следующие результаты:

$$\delta = \frac{N(\pi^- l^+ \nu) - N(\pi^+ l^- \bar{\nu})}{N(\pi^- l^+ \nu) + N(\pi^+ l^- \bar{\nu})} = (2,24 \pm 0,36) \cdot 10^{-3} \quad 23,$$

$$R = \frac{N(\pi^- \mu^+ \nu)}{N(\pi^+ \mu^- \bar{\nu})} = (1,0081 \pm 0,0027) \quad 24.$$

Эти эксперименты доказывают, что  $\epsilon \neq 0$  независимо от правила  $\Delta Q = \Delta S$ . Если предположить, что оно справедливо, то можно получить количественную оценку для  $\text{Re } \epsilon$ :

$$\text{Re } \epsilon = (1,12 \pm 0,18) \cdot 10^{-3} \quad 23, \quad (13a)$$

$$\text{Re } \epsilon = (2,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-3} \quad 24. \quad (13b)$$

Рассмотрим теперь, что следует из эксперимента для треугольника  $B_u - \text{Янга}$ . Будем считать, что справедлива  $CPT$ -теорема. Кроме того, сделаем следующие предположения:

а) Амплитуда с  $\Delta S = -\Delta Q$  отсутствует, т. е.  $x = 0$ ,

б) Отсутствует нарушение  $CP$  в распадах на 3  $\pi$ -мезона  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  и  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ . Из предположений а) и б) следует, что  $\epsilon_T = 0^6$  (см. ниже).

Экспериментальная проверка этих утверждений не такая хорошая, как хотелось бы. (Более подробное обсуждение см., например, в докладе Обэра на этом семинаре — стр. 437.)

Из предположения а) следует, что невозможно какое бы то ни было дополнительное нарушение  $CP$  в лептонных каналах распада, т. е.  $\text{Im } x = 0$ . Кроме того, измерение зарядовой асимметрии в лептонных распадах позволяет определить  $\text{Re } \epsilon$ , как указано в формулах (13).

Экспериментально определяемыми величинами являются  $\eta_{+-}$ ,  $\Phi_{+-}$ ,  $\eta_{00}$  и  $\delta$ , т. е. всего четыре величины. Треугольник  $B_u - \text{Янга}$ , построенный с использованием экспериментальных данных для этих величин, см. на рис. 3.

Принимая во внимание, что согласие явно неудовлетворительно ( $\chi^2 = 6,69$  для одной степени свободы), мы можем допустить несколько альтернатив:

1. Значение величины  $|\eta_{00}|$  является до некоторой степени спорным, как показывают большинство обсуждавшихся выше новых

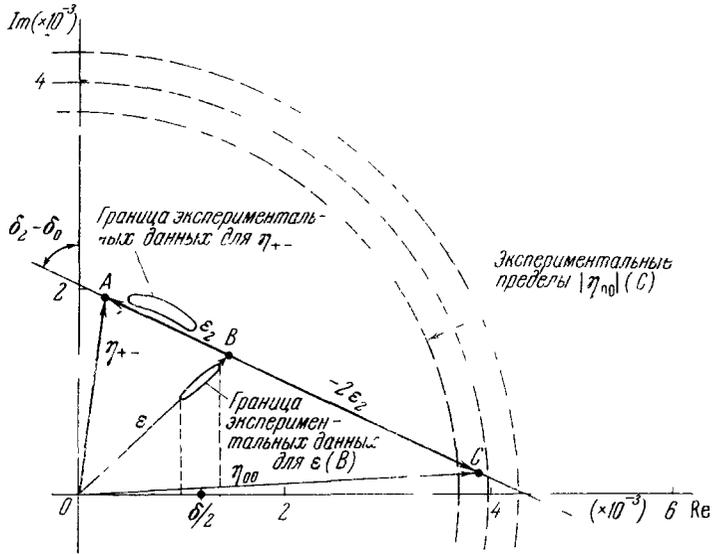


Рис. 3. Треугольник Ву — Янга для наилучших значений, полученных при обработке экспериментальных данных и  $\epsilon_r = 0$  ( $\chi^2 = 6,69$  при одной степени свободы)

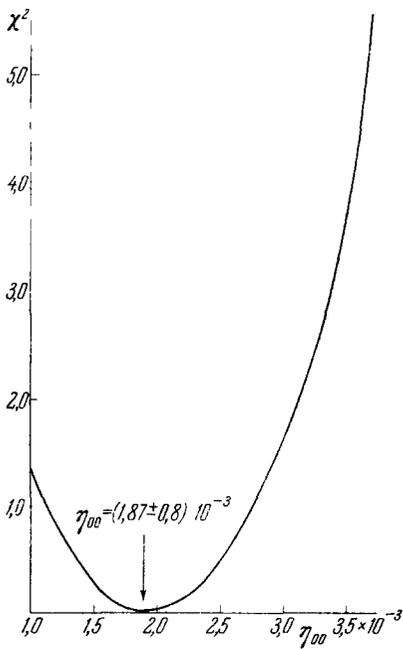


Рис. 4. «Предсказываемое» значение  $|\eta_{00}|$ , полученное из данных по  $\eta_{+-}$ ,  $\Phi_{+-}$ ,  $\delta$  и условия  $\varphi_\epsilon = \arctg 2\Delta m/\Gamma_S$ .

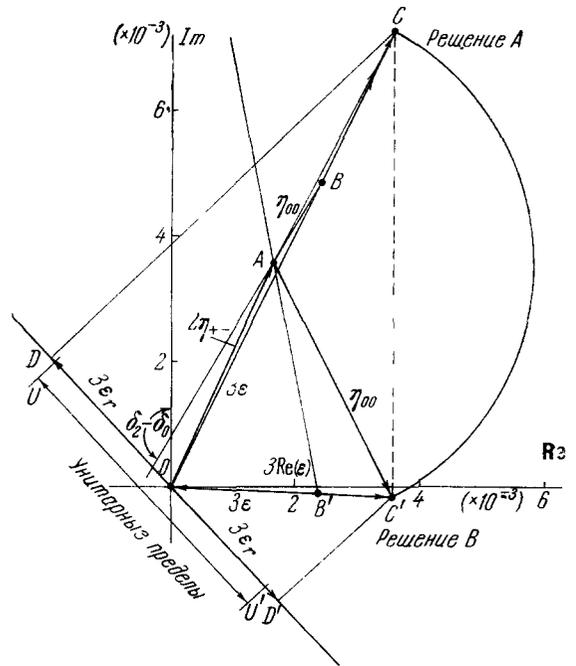


Рис. 5. Треугольник Ву — Янга для  $\epsilon_r \neq 0$ . Возможны два решения. Оба решения близки к пределам, определяемым из унитарности и величины нарушения  $CP$ -инвариантности, допускаемой экспериментальными данными для других каналов

результатов. Если при обработке мы возьмем  $|\eta_{00}|$  в качестве свободного параметра, то можно вычислить наилучшее значение и ошибку для  $|\eta_{00}|$  из измерений  $\delta$ ,  $\Phi_{+-}$ ,  $\eta_{+-}$  и соотношения (12). Оказывается, что предсказываемое значение равно

$$|\eta_{00}|_{\text{предсказ}} = (1,87 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}.$$

Кривая  $\chi^2$  показана на рис. 4. В этом подходе, который дает  $|\varepsilon'| \ll |\varepsilon|$ , амплитуда  $\pi\pi$ -рассеяния остается неопределенной.

2. Если условия а) и б) нарушаются, то  $\arg \varepsilon \neq \arctg \left( \frac{2\Delta m}{\Gamma_S} \right)$ .

Можно определить  $\varepsilon = \varepsilon_v + \varepsilon_r$ , где  $\arg \varepsilon_v = \arctg (2\Delta m/\Gamma_S)$  и  $\varepsilon_r$  и  $\varepsilon_v$  ортогональны на комплексной плоскости. Параметр  $\varepsilon_r$  есть мера нарушения  $CP$  в каналах распада, отличных от распада на  $2\pi$ -мезона. Из экспериментальных данных можно установить, что<sup>6</sup>

$$\left. \begin{aligned} |\varepsilon_r(K \rightarrow \pi l \nu)| &\leq 7,7 \cdot 10^{-4}, \\ |\varepsilon_r(K \rightarrow \pi \pi l)| &\leq 4 \cdot 10^{-4}, \\ |\varepsilon_r(K \rightarrow 2\pi, T=2)| &\leq 10^{-4}/\cos(\delta_2 - \delta_0). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Треугольник Ву — Янга с  $\varepsilon_r \neq 0$  показан на рис. 5. При  $\varepsilon_r \neq 0$  имеются два возможных решения для  $\varepsilon_r$ , оба близкие к верхней границе, которая задается соотношениями (14). Следовательно, экспериментальные данные допускают возможность нарушения  $CP$  в каналах распадов, отличных от  $K \rightarrow 2\pi$ . Поиски такого нарушения представляют большой интерес.

ЦЕРН, Женева

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. F. Meyer, E. W. Anderson, E. Bleser, L. M. Lederman, J. L. Rosen, J. Rothberg, T. Wang, Phys. Rev. **132**, 2693 (1963).
2. F. Lobbkowitz, A. C. Melissinos, Y. Nagashima, S. Tewksbury, H. von Briesen, Jr., J. D. Fox, Phys. Rev. Lett. **17**, 548 (1966).
3. R. J. Kurz et al., Preprint, 1966.
4. M. Bardon, U. Dore, D. Dorfman, M. Kriger, L. Ledermann, E. Schwartz, Phys. Rev. Lett. **16**, 775 (1966).
5. Tai Tsun Wu, C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. **13**, 380 (1964).
6. L. B. Okun', C. Rubbia, Proc. of the Heidelberg International Conference on Elementary Particles, Geneva, September 1967.
7. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turley, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
8. W. Galbraith, G. Manning, A. E. Taylor, B. D. Jones, J. Malos, A. Astbury, N. M. Lipman, G. T. Walker, Phys. Rev. Lett. **14**, 383 (1965).
9. P. Basile et al., Symposium on Weak Interactions, Balaton, 1966.
10. M. Bott-Bodenhausen, X. de Bouard, D. G. Gassel, D. Dekkers, R. Folst, R. Mermod, I. Savin, P. Scharff, M. Vivargent, T. R. Willits, K. Winter, Phys. Lett. **23**, 277 (1966).
11. V. L. Fitch et al., Phys. Rev. **164**, 1711 (1967).
12. X. de Bouard et al., Nuovo Cimento **52**, 662 (1967).
13. A. Bohm et al., Report at the Heidelberg Conference on Elementary Particles, Geneva, 1967.
14. C. Rubbia, J. Steinberger, Phys. Lett. **B24**, 531 (1967).
15. M. Bott-Bodenhausen, X. de Bouard, D. Dekkers, R. Folst, R. Mermod, I. Savin, P. Scharff, M. Vivargent, T. R. Willits, K. Winter, Phys. Lett. **B24**, 438 (1967).
16. R. E. Mischke, A. Abashian, R. J. Abrams, D. W. Carpenter, B. M. K. Neikens, J. H. Smith, R. C. Thatcher, L. J. Verhey, A. Wattenberg, Phys. Rev. Lett. **18**, 138 (1967).
17. S. Bennett et al., частное сообщение J. Steinberger (1968).
18. J. M. Gaillard, F. Krienen, W. Galbraith, A. Hussri, M. R. Jane, N. H. Lipman, G. Manning, T. Ratcliffe, P. Day, A. G. Parham,

- B. T. Payne, A. C. Sherwood, H. Faissner, H. Reithler, Phys. Rev. Lett. 18, 20 (1967).
19. J. W. Cronin, Paul F. Kurz, Winthrop S. Risk, Paul C. Wheeler, Phys. Rev. Lett. 18, 25, 152 (1967).
20. J. W. Cronin et al., Report at Rochester Conference, 1967.
21. J. W. Cronin et al., Report at Princeton Conference, 1967.
22. J. M. Gaillard et al., частное сообщение (1968).
23. S. Bennet, D. Nygren, H. Saal, J. Steinberger, J. Sunder-land, Phys. Rev. Lett. 19, 993 (1967).
24. D. Dorfan, J. Enstrom, D. Raymond, M. Schwartz, S. Wojcicki, D. H. Miller, M. Paciotti, Phys. Rev. Lett. 19, 987 (1967).

## ДИСКУССИЯ

*Л. Б. Окунь:*

Что известно о новых экспериментах по распадам  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$  и по интерференции распадов  $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ ?

*К. Руббиа:*

Планируется несколько экспериментов по распадам заряженных  $K$ -мезонов  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ . Насколько мне известно, предполагается провести два эксперимента в Брукхейвене и один в ЦЕРНе группой из Оксфорда. В этих экспериментах распады  $K^\pm$ -мезонов детектируются на лету, причем в каждом из них ожидается несколько тысяч случаев.

Наблюдение распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  возможно, пока отношение вероятностей распадов  $R = (K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) / [K_L \rightarrow (\text{все заряженные продукты})] \gtrsim 10^{-4}$ . При этом измеряются импульсы обеих заряженных частиц и направление  $\gamma$ -кванта. По моему мнению, наибольшая трудность в случае  $R \ll 10^{-4}$  будет связана скорее с очень малым числом событий, чем с фоном.

*И. В. Чувило:*

Несколько слов к сказанному проф. Руббиа. Ожидаемый эффект порядка нескольких процентов в сравнении вероятностей распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  и  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \gamma$  основан на представлении, что амплитуды механизмов прямой эмиссии и тормозного излучения  $\gamma$ -квантов сравнимы по величине. Экспериментальная ситуация в этом вопросе пока не ясна. Причиной тому является то обстоятельство, что экспериментаторы пока работали в области спектра  $\pi^+$ -мезонов в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ , когда их энергия выше  $53 \text{ Мэв}$ , чтобы избавиться от фона от распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ . В этих условиях видно только, что имеется вклад механизма тормозного излучения в распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  и ничего нельзя сказать о вкладе в этот распад механизма от прямой эмиссии. Мое замечание сводится к тому, что надежда найти эффект  $CP$ -нарушения в распадах  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$  имеется только в том случае, если экспериментально удастся работать в области, где имеется интерференционный эффект от указанных двух механизмов обсуждаемого распада. Кое-что мы могли бы сказать об этом, если бы знали вероятность распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , где работает только механизм прямой эмиссии. Но она пока не измерена. Поэтому в действительности мы не имеем сегодня количественных оценок обсуждаемого эффекта, если основываться только на высказанных соображениях.

*К. А. Тер-Мартirosян:*

В чем преимущество трудных опытов с радиационными распадами по сравнению с другими экспериментами, например с интерференционными опытами  $K_{L,S} \rightarrow 2\pi^0$ ? Какую новую информацию о нарушении  $CP$ -инвариантности может дать изучение именно этих распадов?

*Л. Вольфенштейн:*

Эффект интерференции в распадах  $K \rightarrow \pi\pi$  представляет интерес потому, что это был бы переход с нарушением  $CP$ , отличный от  $K \rightarrow 2\pi$ , который наблюдался до сих пор. В частности, если нарушение  $CP$  связано с электромагнитным или электромагнитно-слабым взаимодействием, т. е. с испусканием фотона, то мы могли бы ожидать большого нарушения  $CP$  в распаде  $K \rightarrow \pi\pi\gamma$ . При других предположениях следует ожидать, что эффект будет значительно меньше.

*А. А. Комар:*

Из показанных вами значений  $\Phi_{+-}$  на диапозитиве последние цифры были заметно меньше других. Могли бы вы прокомментировать это обстоятельство?

*К. Руббиа:*

Значения отличаются, но они имеют большие ошибки. Отклонения между результатами находятся в пределах статистического ожидания. В частности, значение  $0,44 \pm 0,44$  примерно на 1,8 стандартного отклонения отличается от значения 1,05 *рад*, которое является мировым средним.

*Л. Френкель:*

а) Каковы экспериментальные результаты для  $m_L - m_S$  и что произойдет, если его знак изменится?

б) Почему считается более надежным результат  $\Phi_{+-} = 1,05 \pm 0,3$  *рад*, чем  $\Phi_{+-} = 1,47 \pm 0,3$  *рад*?

*К. Руббиа:*

а) Перемена знаков разности масс приводит к отражению треугольника Ву — Янга относительно действительной оси (т. е. перемене знака мнимой оси). Единственным прямым следствием этого является изменение знака разности фаз лл-рассеяния. Это было бы желательно, если иметь в виду существующие противоречия, о которых я упоминал, но этого нельзя делать, если принять во внимание растущее количество экспериментальных данных в пользу  $m_L > m_S$ .

б) Величина  $\Phi_{+-} = 1,47 \pm 0,3$  *рад* была получена с помощью оптической модели, а величина  $\Phi_{+-} = 1,05 \pm 0,3$  *рад* есть экспериментальное число. Я больше доверяю эксперименту, чем вычислениям с помощью оптической модели. В частности, нет никакого явного противоречия между результатами.

*Б. Обэр:*

Вы упоминали, что треугольник Ву — Янга не замыкается, но если вы забудете об эксперименте Штейнбергера по зарядовой асимметрии или если вы увеличите ошибку (которая является чисто статистической), можете ли вы его замкнуть?

*К. Руббиа:*

Для того чтобы сделать треугольник замкнутым, желательно было бы иметь для  $\delta$  значение, превышающее упомянутые результаты на несколько стандартных отклонений.

*Г. Маркс:*

Вы сообщали предсказываемую величину для  $|\eta_{00}|$ , полученную из данных по  $\eta_{+-}$ ,  $\Phi_{+-}$  и  $\text{Re } \epsilon$ . Какова соответствующая величина для  $\delta_2 - \delta_0$ ?

*К. Руббиа:*

Результат таков, что  $|\epsilon'| \ll |\epsilon|$ . Следовательно, величина  $\delta_2 - \delta_0$  остается неопределенной. Она может быть какой угодно.

*К. А. Тер-Мартirosян:*

Что известно о возможном определении  $\Phi_{00}$ ?

*К. Руббиа:*

Этому вопросу посвящен эксперимент Гайяра и сотрудников. В настоящее время он еще не закончен.

*К. А. Тер-Мартirosян:*

Чему равна окончательно разность фаз  $\delta_2^0 - \delta_0^0$ ?

*Г. А. Лексин:*

На сегодняшний день  $|\delta_2^0 - \delta_0^0| = 55 \pm 15^\circ$ . Знак разности — отрицательный по анализу Уокера, положительный — по данным некоторых других авторов, например В. В. Анисовича.

*К. Руббиа:*

Будкер в последнее время нашел, что ширина  $\rho$ -мезона значительно меньше, чем известная ранее. Как сильно это может повлиять на анализ Уокера?

*Г. А. Лексин:*

Не знаю.

*И. Ю. Кобаарев:*

Уокер утверждал, что все опытные данные согласуются с его анализом. Могли бы вы прокомментировать это?

*Г. А. Лексин:*

Уокер в своем анализе использовал в основном данные в области  $\rho$ -мезона и нормировку числа случаев на унитарный предел сечения  $\pi\pi$  при массе  $\rho$ -мезона. Найденные Уокером фазы описывают широкую совокупность результатов работ с камерами. Однако, и это подчеркивается в моем докладе (см.: Ядерная физика 8, вып. 1 (1968)), по существу, те же данные приводили других авторов (см., например: F. Malamud, P. E. Schlein, LRCIA-1018 (1967); L. J. Gutay et al., Phys. Rev. Lett. 18, 142 (1967)) к другим значениям фаз. Поэтому кажется важным анализ  $\pi\pi$ -данных со стороны малых стносительных энергий пионов.