

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1980 ГОДА

539.12.01

**НАРУШЕНИЕ *CP*-СИММЕТРИИ. ПОИСК ЕГО ИСТОКОВ\*)***Дж. В. Кронин*

Наибольшая радость, которую может испытать ученый,— это радость неожиданного открытия. Меня всегда поражает, когда с помощью простого прибора, нацеленного на постановку правильного вопроса Природе, получают ясные ответы. Наш эксперимент, поставленный совместно с Джеймсом Кристенсоном, Валом Фитчем и Рене Турле, дал убедительное доказательство того, что долгоживущий нейтральный  $K$ -мезон ( $K_L$ ) распадается на два заряженных пиона, т. е. по каналу, который запрещен  $CP$ -симметрией. Было обнаружено, что этот запрещенный канал распада составляет малую долю  $(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$  всех каналов распада на заряженные частицы. Профессор Фитч рассказал об открытии нами нарушения  $CP$ -симметрии. Он обсудил предшествовавшие этому яркие теоретические идеи и утонченные эксперименты с  $K$ -мезонами. В своей лекции я расскажу о тех сведениях о нарушении  $CP$ -симметрии, которые удалось получить с момента его открытия<sup>1</sup>. Это открытие привело к интенсивным экспериментальным исследованиям во всем мире. Оно вызвало к жизни также множество теоретических предположений, которые, в свою очередь, стимулировали целую серию экспериментов.

До сих пор отсутствует удовлетворительное теоретическое понимание нарушения  $CP$ -симметрии. Тот уровень понимания, на котором мы сейчас находимся, целиком связан с экспериментальными результатами. Исследования этого явления вышли за рамки лабораторий, в которых имеются ускорители частиц высоких энергий, и проводятся также в лабораториях ядерной физики и на исследовательских реакторах.

Эксперименты, в которых делается попытка выяснить весьма тонкий эффект, всегда требуют изобретательности и тщательного обдумывания всевозможных деталей. Поэтому естественная реакция наших коллег, узнавших об этом открытии в 1964 г., состояла в том, чтобы задаться вопросом, нет ли каких-либо неточностей в эксперименте. Или, если они верили в правильность проведенных измерений, они спрашивали, не может ли этот эффект быть объяснен без нарушения  $CP$ -симметрии. У меня осталось живое воспоминание о специальном заседании, организованном на Международной конференции по физике высоких энергий, проходившей в 1964 г. в Дубне в Советском Союзе. Там, в течение вечера, мне пришлось защищать наш эксперимент перед большой группой физиков, которые хотели знать об эксперименте все подробности — намного больше того, что можно было бы изложить на обычном заседании на конференции.

\*) Cronin James W.—*CP Symmetry Violation. The Search for Its Origin: Nobel Lecture*. Stockholm, December 11, 1980.—Перевод И. М. Дремина.

© The Nobel Foundation 1981.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1981.

Когда наше обсуждение уже приближалось к завершению, один из моих советских коллег выдвинул предположение, что, возможно, эффект был обусловлен регенерацией короткоживущих  $K$ -мезонов ( $K_S$ ) в теле мухи, которая, к несчастью, оказалась в сосуде с гелием. Мы провели мгновенно (так сказать, «на обратной стороне конверта») оценку той плотности, которой должна была бы обладать муха, чтобы получился наблюдаемый эффект. Требуемая плотность оказалась намного превышающей урановые.

На этом заседании было много серьезных вопросов, поднятых другими физиками, глубоко продумавшими наш результат. Хотя мы были убеждены, что эксперимент поставлен и интерпретирован правильно, многим хотелось убедиться в этом путем подтверждения результатов в экспериментах, проводимых другими группами. Такое подтверждение вскоре было получено в экспериментах Резерфордской лаборатории <sup>2</sup> и в Англии и в ЦЕРНе <sup>3</sup> (Женева, Швейцария).

Был поднят и другой важный вопрос. В первоначальном эксперименте распад на два пиона подтверждался только кинематически. Не приводилось никаких доказательств того, что эти пионы, действительно, были обычными пионами, или же что при распаде не испускалась третья легкая частица с очень низкой энергией. Прямое доказательство того, что эффект на самом деле был обусловлен нарушением  $CP$ -симметрии, состояло в демонстрации интерференции между распадом долгоживущих и короткоживущих  $K$ -мезонов на два заряженных пиона. Такая интерференция впервые была обнаружена в простом и изящном эксперименте, поставленном моим коллегой Балом Фитчем совместно с Ротом, Руссом и Верноном <sup>4</sup>.

На эксперименте сравнивались скорости распада пучка  $K$ -мезонов на два заряженных пиона в вакууме и при наличии регенератора из бериллия. Плотность регенератора была подобрана так, чтобы амплитуда регенерации  $A_r$  была равна амплитуде с нарушением  $CP$ -симметрии  $\eta_{+-}$ . Эти амплитуды соответственно равны

$$\eta_{+-} = \frac{\text{амплитуда } (K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{амплитуда } (K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}, \quad A_r = i\pi N\Lambda \left( \frac{f - \bar{f}}{k} \right) \left( i\delta + \frac{1}{2} \right)^{-1}.$$

Выход реакции  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  при наличии регенератора пропорционален величине

$$|A_r + \eta_{+-}|^2.$$

В выражении для  $A_r$  величина  $\delta$  задается равной  $(M_S - M_L)/\Gamma_S$  (где  $M_S$  и  $M_L$  — массы  $K_S$ - и  $K_L$ -мезонов, а  $\Gamma_S$  — скорость распада  $K_S$ -мезона),  $\Lambda$  есть средняя длина пробега  $K_S$ -мезона до распада,  $k$  — волновой вектор падающего пучка  $K_L$ -мезонов, а  $f$  и  $\bar{f}$  — амплитуды рассеяния вперед соответственно для  $K$  и  $\bar{K}$  на ядрах регенератора. Амплитуда регенерации пропорциональна плотности вещества  $N$ . Величина  $(f - \bar{f})/k$  определялась во вспомогательном эксперименте с плотным регенератором. Затем использовался регенератор с подходящей плотностью, определяемой формулой для  $A_r$  <sup>5</sup>. Этот регенератор состоял из пластинок толщиной 0,5 мм, разделенных промежутками по 1 см. Такое устройство эквивалентно однородному регенератору с плотностью, составляющей 1/20 от нормальной плотности, если промежутки между пластинками малы по сравнению с величиной  $\delta\Lambda$ .

В раннем эксперименте Фитч с сотрудниками обнаружили, что при выборе одинаковых значений  $|A_r|$  и  $|\eta_{+-}|$  скорость распада на  $\pi^+\pi^-$  *вчетверо* превышала ее значение в отсутствии регенератора. Этот результат не только показал, что интерференция имеет место, но и продемон-

стрировал, что интерференция полностью конструктивная. Проведенный впоследствии <sup>6</sup> полный анализ этого эксперимента привел к зависимости выхода  $\pi^+\pi^-$ -реакции в функции от плотности, изображенной на рис. 1. Величина  $\alpha$  на рисунке означает относительную фазу амплитуды регенерации и  $CP$ -нарушающей амплитуды.

Результаты этого эксперимента позволяют также установить экспериментальное различие между миром, состоящим из вещества, и миром, состоящим из антивещества <sup>7</sup>. Представьте себе, что такой же эксперимент был бы поставлен в антимире. Единственное отличие заключалось бы в том, что материал регенератора был бы антивеществом. Если предположить  $C$ -инвариантность сильных взаимодействий, то амплитуды  $K$ - и  $\bar{K}$ -мезонов поменялись бы местами, так что  $A_T$  изменила бы знак на противоположный. Поэтому в антимире следователь, проводящий интерференционный опыт, наблюдал бы деструктивную интерференцию, описываемую пунктирной кривой на рис. 1, что, несомненно, отличается от результатов, полученных в нашем мире. Интерференционный опыт Фитча с сотрудниками исключил другие объяснения распада  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ , поскольку природа эффекта была такова, что позволяла экспериментально отличить мир вещества от мира антивещества.

Было также выдвинуто предположение о том, что эффект мог бы вызываться далекодействующим векторным полем космологического происхождения <sup>8</sup>. Такой источник эффекта приводил бы к пропорциональности скорости распада  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  квадрату энергии  $K_L$ -мезона в лабораторной системе координат. Наш первый эксперимент был поставлен при средней энергии  $K_L$ -мезонов 1,1 ГэВ. Проверочные эксперименты в Резерфордской лаборатории и в ЦЕРНе проводились при средних энергиях  $K_L$ -мезонов 3,1 и 10,7 ГэВ, соответственно. Так как во всех трех экспериментах доля распадов  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  оказалась одинаковой, возможность существования такого далекодействующего векторного поля была отвергнута.

Для дальнейшего необходимо вкратце остановиться на феноменологическом подходе, описывающем нарушение  $CP$ -симметрии в нейтральной  $K$ -системе. Основные понятия были введены Ву и Янгом <sup>9</sup>. В последующем предполагается сохранение  $CPT$ . Несколько позже мы покажем, что из распадов  $K$ -мезонов следует, что все существующие данные согласуются с соответствующим нарушением  $T$ -инвариантности. В пределах ошибок современных экспериментов нарушение  $CPT$ -симметрии может считаться отсутствующим.

Имеется два основных комплексных параметра, которые необходимы для обсуждения нарушения  $CP$ -симметрии, наблюдаемого в распадах  $K_L$ -мезонов на два пиона. Первый из них,  $\epsilon$ , служит мерой примеси

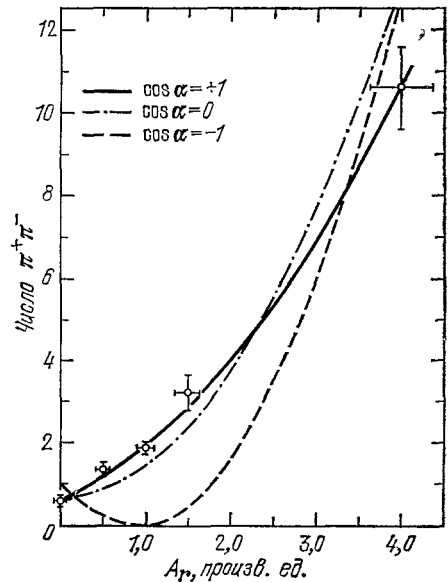


Рис. 1. Число  $\pi^+\pi^-$ -событий как функция амплитуды регенерации.

Три кривые соответствуют трем обсуждаемым величинам относительной фазы амплитуды регенерации  $A_T$  и  $CP$ -нарушающей амплитуды  $\eta_{+-}$ .

$CP$ -нарушения в собственных состояниях  $|K_S\rangle$  и  $|K_L\rangle$ . Эти состояния задаются выражениями

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} [(1+\varepsilon)|K\rangle + (1-\varepsilon)|\bar{K}\rangle]$$

и

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} [(1+\varepsilon)|K\rangle - (1-\varepsilon)|\bar{K}\rangle].$$

Величина  $\varepsilon$  может быть выражена в терминах элементов массовой и распадной матриц, которые связывают и контролируют эволюцию во времени состояний  $|K\rangle$  и  $|\bar{K}\rangle$ . Она записывается как

$$\varepsilon = \frac{-\text{Im } M_{12} + (i \text{Im } \Gamma_{12}/2)}{i(M_S - M_L) + [(\Gamma_S - \Gamma_L)/2]}.$$

Ограничения на величину  $\text{Im } \Gamma_{12}$  могут быть получены из наблюдаемых скоростей распада  $K_S$  и  $K_L$  по различным каналам. Если бы  $\text{Im } \Gamma_{12}$  обращалась в нуль, то фаза  $\varepsilon$  определялась бы знаменателем, который дается разностью собственных значений матрицы, связывающей  $K$  и  $\bar{K}$ . Эти величины были измерены экспериментально и дали значение  $\arg \varepsilon \sim 45^\circ$ .

Другая величина  $\varepsilon'$  определяется формулой

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \text{Im} \left( \frac{A_2}{A_0} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)};$$

здесь  $A_0$  и  $A_2$  соответственно амплитуды распада  $K$ -мезона на двухпионное состояние с изотопическим спином 0 и 2. Симметрия относительно отражения времени требует, чтобы относительная фаза  $A_0$  и  $A_2$  равнялась нулю<sup>10</sup>. Величины  $\delta_0$  и  $\delta_2$  являются фазами  $s$ -волнового  $\pi\pi$ -рассеяния в состояниях с  $I = 0$  и  $I = 2$  соответственно. Параметры  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  связаны со следующими наблюдаемыми величинами:

$$|\eta_{+-}| e^{i\varphi_{+-}} = \frac{\text{amp}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{amp}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}, \quad |\eta_{00}| e^{i\varphi_{00}} = \frac{\text{amp}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\text{amp}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)},$$

$$\delta_l = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}.$$

Эти экспериментально измеримые величины выражаются через  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  с помощью формул<sup>11</sup>:

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon', \quad \eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon', \quad \delta_l = 2\text{Re } \varepsilon.$$

Абсолютная величина и фаза  $\eta_{+-}$  наиболее точно были измерены при изучении зависимости от времени распадов на  $\pi^+\pi^-$  в пучке  $K$ -мезонов, приготовленном в виде смеси  $K_S$  и  $K_L$ . Такая возможность постановки эксперимента была предложена Уатлеем<sup>12</sup> задолго до открытия нарушения  $CP$ -инвариантности. Если через  $\rho$  обозначить отношение  $K_S$ -амплитуды к  $K_L$ -амплитуде при  $t = 0$ , то зависимость от времени распадов на  $\pi^+\pi^-$  будет записываться в виде<sup>13</sup>

$$N_{+-}(t) = \left| \rho \exp \left[ \left( -i\Delta M - \frac{\Gamma_S}{2} \right) t \right] + \eta_{+-} \right|^2.$$

Начальная амплитуда  $K_S$ -компоненты может быть приготовлена двумя разными методами. В первом из них пучок  $K_L$ -мезонов пропускается через регенератор. Тогда  $\rho$  есть амплитуда регенерации. Здесь интерференционный член равен  $2|\rho||\eta_{+-}|e^{-\Gamma_S t/2} \cos(-\Delta M t + \varphi_\rho - \varphi_{+-})$ . Во втором методе получают пучок чистых  $K$  (или  $\bar{K}$ ) при  $t = 0$ . На прак-

тике протоны с энергией около 20 ГэВ рождают под малыми углами примерно втрое больше К-мезонов, нежели  $\bar{K}$ . Мы не будем обсуждать здесь, как удалить  $\bar{K}$  из пучка. После этого  $\rho = +1$  и интерференционный член дается выражением  $2 |\eta_{+-}| e^{-\Gamma_S t/2} \cos(-\Delta M t - \varphi_{+-})$ .

Важными параметрами для СР-нарушения являются  $|\eta_{+-}|$  и  $\varphi_{+-}$ . Однако, мы видим, что требуется также знать дополнительные параметры  $\Gamma_S$  и  $\Delta M$ . С помощью первого метода измеряется разность  $\varphi_{+-} - \varphi_\rho$ , и надо независимо находить  $\varphi_\rho$ . В обоих случаях выход  $\pi^+\pi^-$  наиболее чувствителен к интерференционному члену, когда две интерферирующих амплитуды приблизительно равны. Во втором методе требуются наблюдения за времена порядка 12 времен жизни  $K_S$ . (Мы хотим, чтобы  $e^{-\Gamma_S t/2} \approx |\eta_{+-}| \approx 2 \cdot 10^{-3}$ .) Вследствие этого малая ошибка в  $\Delta M$  может привести к большой неопределенности в  $\varphi_{+-}$  и, что более важно, систематическая ошибка в  $\Delta M$  может обусловить неправильное значение для  $\varphi_{+-}$ . Ошибка в 1% в  $\Delta M$  соответствует ошибке около  $3^\circ$  в  $\varphi_{+-}$ . Измерения  $\Delta M$  с удовлетворительной точностью потребовали не меньших усилий, нежели сами интерференционные опыты<sup>14</sup>.

Время доклада и объем статьи не позволяют сделать обзор, который воздал бы по заслугам многим группам ЦЕРНа, Брукхейвена, Аргонна и СЛАКа, проводившим скрупулезные измерения и получившим следующие значения параметров:

$$\eta_{+-} = (2,27 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} \exp [i (44,7^\circ \pm 1,2^\circ)],$$

$$\Delta M = M_S - M_L = -(0,535 \pm 0,002) \cdot 10^{10} \text{ с},$$

$$\Gamma_S = (1,121 \pm 0,003) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}.$$

В качестве демонстрации точности проведенных измерений на рис. 2 показано распределение по времени распадов на  $\pi^+\pi^-$  при прохождении пучка К-мезонов с импульсом от 4 до 10 ГэВ через регенератор<sup>16</sup> — пластину из угля толщиной 81 см. Ясно видна деструктивная интерференция. Если бы эксперименты проводились с регенератором из антиугля, то наблюдалась бы конструктивная интерференция.

Измерения зарядовой асимметрии  $\delta_l$  для распадов  $K_L$ -мезонов были начаты в 1966 г. Эта асимметрия обнаружена в ведущих полулептонных каналах распада  $K_L \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu$ , где  $l$  обозначает либо электрон, либо мюон. Она отражает различие в амплитудах  $K$  и  $\bar{K}$  в собственном состоянии  $K_L$  вследствие правила  $\Delta S = \Delta Q$ , которое устанавливает, что во всех полулептонных распадах изменение заряда адрона равно изменению странности. Поэтому К-мезоны распадаются на  $\pi^- l^+ \nu$ , а  $\bar{K}$ -мезоны на  $\pi^+ l^- \bar{\nu}$ . Справедливость правила  $\Delta S = \Delta Q$  подвергалась сомнению в тече-

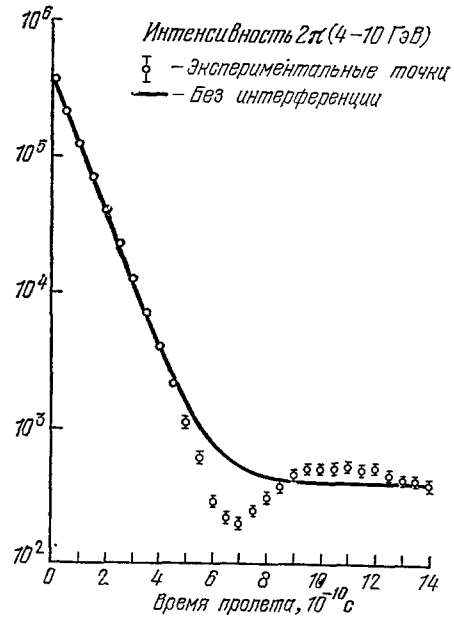


Рис. 2. Число  $\pi^+\pi^-$ -событий как функция времени пролета  $K_L$ -пучка через регенератор из угля (толщиной 81 см).

ние многих лет, но в конце концов было установлено, что переходы с  $\Delta Q = -\Delta S$  составляют не более 2% переходов с  $\Delta Q = +\Delta S$ <sup>17</sup>. Ожидаемое значение зарядовой асимметрии равно примерно  $\sim \sqrt{2} |\eta_{+-}| \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Для точного измерения  $\delta_l$  требуется статистика в миллионы событий при прекрасном контроле за симметрией установки и понимании возможных истоков ошибок, связанных с зарядом. Только так можно снизить систематические ошибки.

И вновь мне приходится опустить подробный обзор всех измерений асимметрии. Они проводились в ЦЕРНе, Брукхейвене и СЛАКе. Окончательный результат этих измерений дает<sup>18</sup>

$$\delta_e = (3,33 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}, \quad \delta_\mu = (3,19 \pm 0,24) \cdot 10^{-3}.$$

Мы ожидаем, что эти две асимметрии должны быть равными, так как обе они определяют  $2\text{Re } \epsilon$ . Приведенные асимметрии измерены в чистом  $K_L$ -пучке. Для пучка, состоящего только из  $K$ -мезонов при  $t = 0$ , зарядовая асимметрия содержит сильный осциллирующий вклад с угловой частотой  $\Delta M$ . На рис. 3 показана зависимость от времени зарядовой асимметрии, приведенная в диссертации В. Лют<sup>18</sup>. Малая остаточная зарядовая асимметрия  $K_L$ -распадов, заметная после того, как вымирают осцилляции, наглядно видна на рисунке.

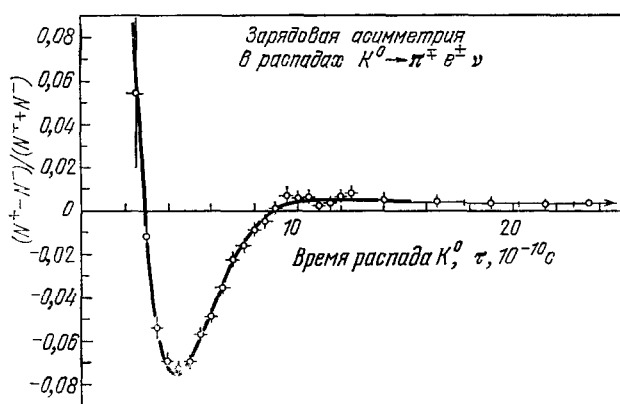


Рис. 3. Зависимость от времени зарядовой асимметрии полуплептонных распадов.

Зарядовая асимметрия служит ярким проявлением нарушения  $CP$ -инвариантности и, как таковая, также позволяет провести экспериментальное различие между миром и антимиром. В нашем мире мы обнаруживаем некоторый избыток позитронов в распадах. Позитроны являются лептонами с тем же знаком заряда, что и атомные ядра. В антимире экспериментатор обнаружил бы, что избыточные лептоны обладают зарядом, противоположным заряду атомных ядер в его мире; следовательно, он получил бы другой результат в том же самом эксперименте.

Простое изучение соотношений между экспериментально измеряемыми параметрами и комплексными величинами  $\epsilon$  и  $\epsilon'$  показывает, что измерения  $|\eta_{00}|$  и  $\phi_{00}$  важны для определения значений  $\epsilon$  и  $\epsilon'$ . Путь к получению разумных результатов для  $|\eta_{00}|$  и  $\phi_{00}$  был коварным. Это заявление основано на личном опыте: шесть лет моей жизни было потрачено на измерение величины  $|\eta_{00}|$ .

Определение параметров, связанных с распадом  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , усложняется тем фактом, что каждый  $\pi^0$ -мезон быстро распадается (за  $10^{-16}$  с) на два фотона. Для типичных  $K_L$ -пучков, использованных в наших экспериментах, энергии фотонов оказывались в области от 0,25 до 5 ГэВ. Направление полета и энергию таких фотонов трудно измерить с достаточной точностью. Вдобавок к этой трудности, сохраняющий  $CP$ -четность распад  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  идет со скоростью примерно в 200 раз большей и приводит к наличию сильного фона.

Первоначальные результаты указывали, что  $|\eta_{00}|$  был примерно вдвое больше  $|\eta_{+-}|$ , в результате чего  $\epsilon'$  считалось большим числом. Однако к 1968 г. улучшенный эксперимент с искровыми камерами и кропотливый эксперимент с тяжело-жидкостной пузырьковой камерой в ЦЕРНе<sup>20</sup> показали, что  $|\eta_{00}|$  был довольно близок по величине к  $|\eta_{+-}|$ . На рис. 4 показаны результаты наиболее точных измерений<sup>21</sup> отношения  $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$ . Приводятся реконструированные события распадов свободных  $K_L$ -мезонов, а также распады  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$  из регенератора, используемые для определения разрешения установки. Виден

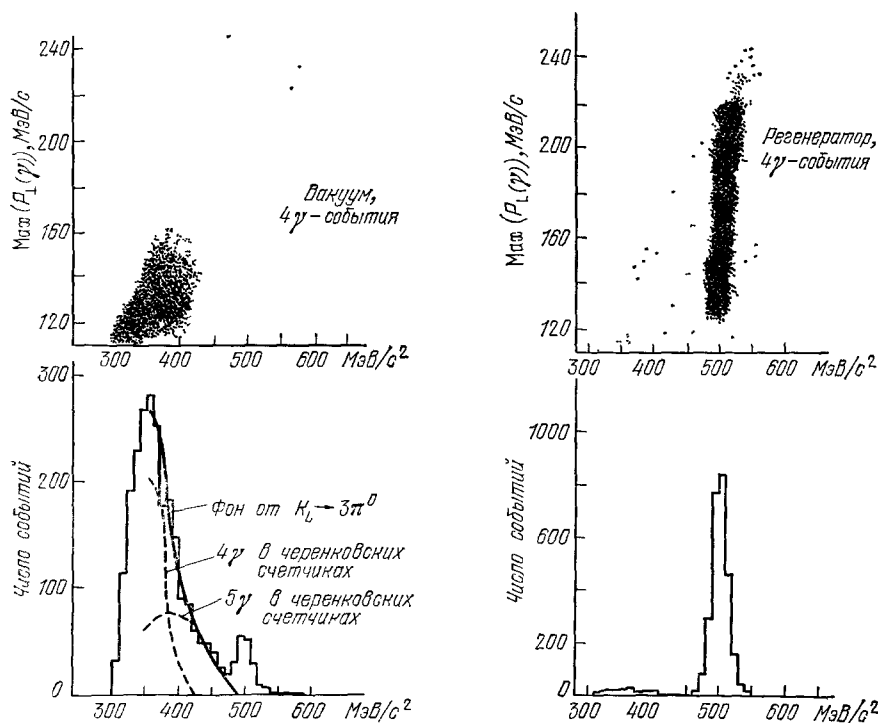


Рис 4. Распределения восстановленных  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ -событий и регенерированных  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ -событий.

сильный фон от  $3\pi^0$ -распадов. Результат  $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}| = 1,00 \pm 0,06$  получен только по 167 событиям. Равенство  $|\eta_{00}|$  и  $|\eta_{+-}|$  означает, что отношение заряженных  $2\pi$ -распадов к нейтральным  $2\pi$ -распадам одинаково в  $CP$ -нарушающих  $K_L$ -распадах и в сохраняющих  $CP$   $K_S$ -распадах. Из этого результата вытекает, что  $\epsilon'$  очень мало при условии, что  $\phi_{00}$  близко к  $\phi_{+-}$ .

События  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  нельзя набирать с той же скоростью, что  $\pi^+\pi^-$ -распады, и их не удастся отделить столь же чисто от фона. В результате точность, с которой нам известны параметры  $|\eta_{00}|$  и  $\phi_{00}$ , намного меньше, чем точность соответствующих параметров для заряженных частиц. Взвешенное среднее всех доступных сейчас данных дает<sup>15</sup>

$$\frac{|\eta_{00}|}{|\eta_{+-}|} = 1,02 \pm 0,04,$$

$$\phi_{00} - \phi_{+-} = 10^\circ \pm 6^\circ.$$

Результаты приведены со ссылкой на параметры распада по каналу с заряженными частицами, потому что в наиболее точных экспериментах прямо измерялась величина  $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$ . Значение  $\varphi_{00}$  приводится согласно недавнему эксперименту Дж. Кристенсона и др.<sup>22</sup>.

Фаза величины  $\epsilon'$  задается углом  $\pi + \delta_2 - \delta_0$ . Информация о сдвигах фаз в пион-пионном рассеянии поступает из нескольких источников<sup>23</sup>. Сопоставление этих источников дает  $\delta_2 - \delta_0 = -45^\circ \pm 10^\circ$ . Фаза  $\epsilon$  естественно связана с  $\varphi_n \equiv \arg [i(M_S - M_L) + (\Gamma_S - \Gamma_L)/2]^{-1} = 43,7^\circ \pm 0,2^\circ$ . Такая фаза  $\epsilon$  получалась бы, если бы не было вклада от  $\text{Im } \Gamma_{12}$ . Измеренная фаза  $\eta_{+-}$  ( $44,7 \pm 1,2^\circ$ ) равна  $43,7^\circ$  в пределах экспериментальных погрешностей.

Измеренные параметры приведены на комплексной плоскости рис. 5, а. Размеры «ящиков» для  $\eta_{+-}$  и  $\eta_{00}$  и ширина полосы для  $\delta_i$  соответствуют одному стандартному отклонению. Получающиеся при этом величины

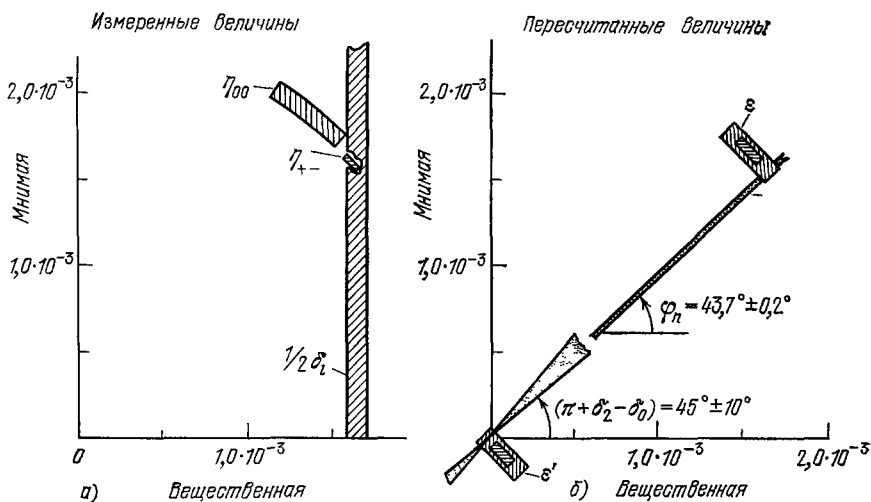


Рис. 5. Сводка  $CP$ -нарушающих параметров в нейтральных  $K$ -системах.  
а) Измеренные величины; б) пересчитанные величины.

$\epsilon$  и  $\epsilon'$  показаны на рис. 5, б. Указаны границы «ящиков», соответствующих одному и двум стандартным отклонениям. Приведены ограничения, возникающие за счет фаз пион-пионного рассеяния, определяющих фазу  $\epsilon'$  как  $45^\circ \pm 10^\circ$ . С учетом этого ограничения находим, что  $\epsilon$ ,  $\epsilon'$ ,  $\eta_{00}$  и  $\eta_{+-}$  лежат практически на общей линии. Имеется небольшое разногласие между этим ограничением и результатом Кристенсона и др. для  $\varphi_{00}$ .

Более общий анализ нейтральной  $K$ -системы, который учитывает возможность нарушения  $CPT$  при сохранении  $T$ , а также  $CP$ -нарушение при сохранении  $CPT$ , был проведен Беллом и Штейнбергером<sup>24</sup>. Выводы зависят от предположения об унитарности, которая требует, чтобы матрицы  $M$  и  $\Gamma$  оставались эрмитовыми. Анализ Белла — Штейнбергера был применен к экспериментальным данным, и было сделано заключение, что, хотя малое нарушение  $CPT$ -инвариантности и возможно, но основной эффект связан с нарушением  $CP$ . Все эксперименты согласуются<sup>25</sup> с точным сохранением  $CPT$  и, следовательно, указывают на нарушение симметрии относительно отражения времени. Тем не менее сохранение или нарушение  $CPT$  остается вопросом, к которому эксперимент должен воз-



вращаться. Краткое обсуждение анализа в рамках условия унитарности приведено в Приложении.

Существенный пункт в этом анализе основан на измерении фазы  $\eta_{+-}$ . Ограничения на вклад  $\text{Im } \Gamma_{12}$  могут быть оценены из измеренных скоростей по различным каналам распада нейтральных  $K$ -мезонов. Отсутствие (в рамках современных экспериментальных погрешностей) нарушения  $CP$ -инвариантности в каналах распада, отличных от двухпионных, ограничивает вклад  $\text{Im } \Gamma_{12}$  в  $\varepsilon$  величиной  $\lesssim 0,3 \cdot 10^{-3}$ , что мало по сравнению с  $|\eta_{+-}|$ . Таким образом, фаза  $\varepsilon$  и, следовательно,  $\eta_{+-}$ , как ожидается, близка к  $\varphi_\pi$ . Можно исследовать другую крайнюю возможность, а именно, нарушение как  $CP$ , так и  $CPT$ -инвариантности при сохранении инвариантности относительно обращения времени. В этом случае мы нашли бы, что естественным значением фазы  $\varphi_\pi$  была бы величина около  $135^\circ$ , и для фазы  $\varphi_{+-}$  ожидали бы значения тоже близкого к  $135^\circ$ . Тот факт, что этого не обнаруживается на опыте, служит основным аргументом в пользу того, что  $CPT$  не нарушается. Заметим, что естественная фаза зависит от знака разности масс. Мы положили  $\Delta M = (M_S - M_L) < 0$ . Если бы знак разности масс был обратным, мы ожидали бы, что фаза  $\varepsilon$  будет равна  $135^\circ$  или  $-45^\circ$  при  $CP$ -нарушении в рамках  $CPT$ -инвариантности. Однако фаза  $\varepsilon'$  осталась бы той же, так как она совсем не зависит от  $\Delta M$ . Поэтому вывод о том, что фазы  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  примерно одинаковы, является следствием того обстоятельства, что долгоживущий  $K$ -мезон тяжелее короткоживущего  $K$ . Знак разности масс измерялся несколькими группами, приведшими схожие результаты<sup>26</sup>.

Независимо от какой-либо конкретной теории мы могли бы ожидать результатов подобных тем, которые получились на опыте. Ограничение из унитарности и фаз  $\pi\pi$ -рассеяния указывает, что  $\varphi_{00} \approx \varphi_{+-}$  для  $\varepsilon' \ll \varepsilon$ . При этом измерение отношения  $(|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|)^2$  служит прямым измерением величины  $\varepsilon'$  ввиду соотношения  $\varepsilon'/\varepsilon \approx [1 - (|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|)^2]/6$ . Применяя это соотношение к существующим данным, получим  $\varepsilon'/\varepsilon = -0,007 \pm 0,013$ . В новых экспериментах в Фермиевской лаборатории и в Брукхейвене будет сделана попытка увеличить точность измерений примерно на порядок.

Как мы уже показали, детальный анализ  $CP$ -нарушения в системах нейтральных  $K$ -мезонов приводит к выводу о том, что инвариантность относительно отражения времени также нарушена. В таблице приведен полный список экспериментов, в которых искалось нарушение  $T$ ,  $CP$  и  $C$ -инвариантности (в не-слабых взаимодействиях). Ни один из этих экспериментов не привел к положительному результату. Многие из экспериментов приблизились к чувствительности, необходимой для измерения нарушения  $\sim 10^{-3}$ , но лишь некоторые достигли этого значения. Вклад  $\sim 10^{-3}$  в амплитуду или в относительную фазу — вот, что мы могли бы ожидать для  $CP$ -нарушения, основываясь на результатах, полученных в распадах  $K$ -мезонов.

В экспериментах, имеющих дело с распадами в конечных состояниях за счет электромагнитных взаимодействий, обычно ожидается явный эффект нарушения  $T$ -инвариантности на уровне  $\sim 10^{-3}$ . Примером этого служит результат, полученный при изучении распада  $^{191}\text{Ir}$ , когда был найден заметный эффект, но он опять-таки оказался той величины, которая и ожидалась для электромагнитных взаимодействий в конечном состоянии.

Среди множества экспериментов, перечисленных ниже в таблице, хотелось бы выделить результаты об электрическом дипольном моменте нейтрона. Первые измерения этой величины были сделаны в 1950 г. Перселлом, Рамсеем и Смитом<sup>27</sup> с явной целью проверки тех предположений,

Поиски нарушения  $CP$ ,  $T$  и  $C$ 

Измерения	Результат	Проверка	Литература
$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-) - \Gamma(K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+)}{\text{среднее}}$	$(0,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$	$CP$	37
$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0) - \Gamma(K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0)}{\text{среднее}}$	$(0,8 \pm 5,8) \cdot 10^{-3}$	$CP$	38
$\frac{a_{\tau^+} - a_{\tau^-}}{\text{среднее}}$ , где $a_{\tau^\pm}$ — положения не- парного пиона в реакциях $K^\pm \rightarrow$ $\rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ на диаграмме Далитца	$(-7,0 \pm 5,3) \cdot 10^{-3}$	$CP$	37
Поляризация мюона, поперечная к плоскости распада $K_L \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	$(2,1 \pm 4,8) \cdot 10^{-3}$	$T$	39
Коэффициент $T$ -нечетной корреляции $\langle J[\rho_e \rho_\nu] \rangle$ в $\beta$ -распаде поляризован- ного $^{19}\text{Ne}$	$(-0,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	$T$	40
Коэффициент $T$ -нечетной корреляции $\langle \sigma_n [\rho_e \rho_\nu] \rangle$ в $\beta$ -распаде нейтрона	$(-1,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-3}$	$T$	41
Асимметрия распределения $(T_{\pi^+} - T_{\pi^-})$ в распаде $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(1,2 \pm 1,7) \cdot 10^{-3}$	$C$	42
Электрический дипольный момент ней- трона	$(0,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-24} \text{ е.см}$ $(0,4 \pm 0,75) \cdot 10^{-24} \text{ е.см}$	$T$	43 44
Угловая корреляция в $\gamma$ -распаде поля- ризованного иридия $^{191}\text{Ir}^* \rightarrow ^{191}\text{Ir} + \gamma$ ; измеряется фазовый угол между $E_2$ и $M_1$ амплитудами распада	$(4,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$T$	45
Результат, ожидаемый при электро- магнитных взаимодействиях в конеч- ном состоянии	$4,3 \cdot 10^{-3}$		46
Детальный баланс в ядерных реакци- ях, например $^{24}\text{Mg} + d \rightleftharpoons ^{27}\text{Al} + p$ . Измеряется: $\frac{\text{амплитуда, нарушающая } T}{\text{амплитуда, сохраняющая } T}$	$\leq 3 \cdot 10^{-3}$	$T$	47

в соответствии с которыми электрический дипольный момент обычно считался равным нулю. Сегодня, наряду с исследованием  $K$ -систем, поиски электрического дипольного момента нейтрона являются одним из наиболее обещающих подходов к регистрации нарушения  $T$ -инвариантности. В настоящее время верхний предел для него равен  $\sim 10^{-24} \text{ е.см}$ . Новые эксперименты с использованием ультрахолодных нейтронов обещают повысить интенсивность на два порядка в течение ближайших нескольких лет. Важность получения отрицательного результата для электрического дипольного момента или для любого из измерений в таблице трудно оценить без теории нарушения  $CP$ -инвариантности <sup>28</sup>.

До сих пор наше обсуждение касалось только вопросов эксперимента. При анализе нарушения  $CP$ -инвариантности в системах нейтральных  $K$ -мезонов были использованы общие принципы квантовой механики. Явная зарядовая асимметрия в полупертоновых распадах  $K_L$  вообще не требует никаких предположений для ее интерпретации. В литературе высказывается множество теоретических предположений о природе нарушения  $CP$ . Часто ссылаются на одну из таких гипотез, высказанную Вольфенштейном <sup>29</sup>. Он ввел гипотетическое прямое сверхслабое взаимо-

действие с  $\Delta S = 2$  таким образом, чтобы нарушилась  $CP$ -инвариантность. Это прямое взаимодействие интерферирует со вторым порядком по слабому взаимодействию, и в результате получается связь между  $K$  и  $\bar{K}$  с  $\Delta S = 2$ , нарушающая  $CP$ -симметрию. Поскольку гипотетическое сверхслабое взаимодействие идет в первом порядке, оно должно составлять  $\sim 10^{-7}$  от силы нормального слабого взаимодействия. В результате единственным наблюдаемым следствием является нарушение  $CP$  в  $K \rightarrow 2\pi$  распадах, характеризующееся единственным параметром — величиной  $\text{Im } M_{12}$  в массовой матрице.

В настоящий момент все данные согласуются с этой гипотезой, приводящей к предсказанию  $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$  и  $\varphi_{00} = \varphi_{+-} = \varphi_{\pi}$ . Однако соотношение  $\varphi_{00} = \varphi_{+-} = \varphi_{\pi}$  с хорошей точностью следует из ограничений, налагаемых унитарностью и фазами  $pp$ -рассеяния, без каких-либо дальнейших предположений. С другой стороны, соотношение  $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$  еще не проверено с достаточно высокой точностью, в основном, в связи с трудностями постановки экспериментов, в которых пытаются измерять свойства распадов  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Эти эксперименты подвержены систематическим погрешностям, и, по правде говоря, значения  $|\eta_{00}|$  и  $|\eta_{+-}|$  могли бы отличаться заметно сильнее, нежели это кажется допустимым из проведенных экспериментов. Итак, хотя гипотеза о сверхслабом взаимодействии и согласуется с современными данными, эти данные никоим образом не вынуждают нас принять эту гипотезу.

В 1973 г. Кобаяши и Маскава<sup>30</sup> в замечательной статье указали, что при принятом (тогда) понимании слабых взаимодействий  $CP$ -нарушение может быть осмыслено только, если имеется три (или более) пары сильно взаимодействующих кварков. Эта статья была примечательной потому, что в то время экспериментально было известно о существовании только трех кварков. С тех пор были получены сильные свидетельства в пользу существования очарованного кварка и пятого («боттом») кварка. Считается, что и шестой («топ») кварк будет со временем найден. С шестью кварками слабый адронный ток, включающий кварки, можно охарактеризовать тремя углами Кабиббо и фазой  $\delta$ . Если эта фаза отлична от нуля, то получится нарушение  $CP$ -инвариантности в слабых взаимодействиях.

В принципе, величина этой фазы  $\delta$ , появляющейся в слабых токах кварков, может быть связана с  $CP$ -нарушением, наблюдаемым в лабораторных условиях. К сожалению, все экспериментальные исследования проводятся с адронами, которые являются сложными образованиями из связанных кварков, тогда как параметр  $\delta$ , который хотелось бы измерить, выражается в терминах взаимодействий между свободными кварками. Теоретическая «инженерия», необходимая для установления связи между свойствами свободных и связанных кварков, весьма сложна и, как следствие, недостаточно хорошо развита. Сбалансированный и здравый взгляд на эту проблему содержится в статье Губерина и Пеккеи<sup>31</sup>. Даже если истоки  $CP$ -нарушения заключены в слабых токах, не ясно, можно ли по экспериментальным следствиям, полученным в  $K$ -распадах, найти какое-либо отличие от гипотезы о сверхслабом взаимодействии. Если нам удастся установить, что нарушение  $CP$ -инвариантности обусловлено фазой слабых кварковых токов, все еще надо будет понять, почему она обладает тем конкретным значением, которое мы нашли.

Однако на горизонте появились новые системы, которые обещают снабдить нас дополнительной информацией о нарушении  $CP$ . Это новые нейтральные мезоны  $D^0$ ,  $B^0$ ,  $B_s^0$  (составленные из  $c\bar{u}$ -,  $b\bar{d}$  и  $b\bar{s}$ -кварков) и их античастицы  $\bar{D}^0$ ,  $\bar{B}^0$ ,  $\bar{B}_s^0$ . Основные свойства этих мезонов очень похожи на свойства  $K$ -мезонов. Они являются нейтральными частицами,

которые в рамках сильных взаимодействий отличаются от их собственных античастиц и в то же время связаны с ними общими каналами слабых распадов. Хотя нам не приходится ожидать какой-либо заметной примеси  $CP$ -нарушения в собственных состояниях (параметр, аналогичный  $\epsilon$ ), мы могли бы надеяться на более сильные эффекты в амплитудах распада (параметр, аналогичный  $\epsilon'$ ). Этого можно было бы ожидать, так как  $CP$ -нарушение появляется за счет слабых взаимодействий тяжелых кварков  $s$ ,  $b$ ,  $t$ , которые в распадах  $K$ -мезонов участвуют лишь в виртуальных состояниях, но могут сказаться заметно сильнее в распадах тяжелых нейтральных мезонов. Сейчас  $D$ -мезоны уже в заметных количествах получают на  $e^+e^-$ -накопительном кольце СПИР в СЛАКе<sup>32</sup>, а  $B$ -мезоны начинают получать на  $e^+e^-$ -накопительном кольце КЭСР в Корнелле<sup>33</sup>.

Вполне возможно, что эффект нарушения  $CP$  станет сильнее с ростом энергии. Скоро в ЦЕРНе будут изучаться столкновения протонов с антипротонами при полной энергии в системе центра масс свыше 500 ГэВ. Будет весьма интересно поискать проявления нарушения  $C$ -инвариантности в спектрах частиц, рождающихся при таких соударениях. Кроме того, улучшения в технологии изготовления детекторов, заметные в последние несколько десятилетий, могут позволить начать чувствительные поиски эффектов, вызванных нарушением инвариантности относительно отражения времени во взаимодействиях нейтрино высоких энергий.

В последнее время много внимания уделяется той роли, которую нарушение  $CP$ -симметрии могло бы играть на ранних стадиях эволюции Вселенной<sup>34</sup>. Был предложен конкретный механизм с нарушением  $CP$  (как одним из составляющих), который приводит от симметрии вещества и антивещества в ранней Вселенной к тому малому избытку вещества, который наблюдается в ней в настоящее время. Первый опубликованный расчет такого механизма, с которым я знаком, был сделан Сахаровым<sup>35</sup> в 1967 г. Он ясно указал на три положения, которые лежат в основе этого механизма, в той форме, в которой он обсуждается в настоящее время. Они таковы: 1) нестабильность барионов, 2)  $CP$ -нарушение и 3) соответствующее нарушение теплового равновесия. Недавний оживленный интерес к этой проблеме возник в связи с тем, что барионная нестабильность является естественным следствием современных идей об объединении сильных взаимодействий с успешно соединенными электромагнитным и слабым взаимодействиями. Последнее из этих объединений обсуждалось в Нобелевских лекциях 1979 года Глешоу, Саламом и Вайнбергом<sup>36</sup>.

Весьма упрощенное объяснение процесса, приводящего к появлению барионного числа, может быть дано с помощью рис. 6, а. Кварки и лептоны связаны очень тяжелым бозоном  $X$  и его античастицей  $\bar{X}$ . Хотя полные скорости распада  $X$  и  $\bar{X}$  могут быть равными, парциальные скорости  $\Gamma$  и  $\bar{\Gamma}$  по каналам распада  $X$  и  $\bar{X}$  с  $B = -1/3$  и  $B = +1/3$  соответственно могут отличаться в случае нарушения  $CP$ -инвариантности. На ранней стадии, когда температуры высоки по сравнению с массой  $X$ , плотности  $X$  и  $\bar{X}$  могут быть одинаковыми. Однако в процессе распада прирост барионного числа пропорционален  $(\Gamma - \bar{\Gamma})$ . Этот добавок может быть совсем маленьким, так как отношение числа барионов к числу фотонов сейчас равно всего лишь  $\sim 10^{-9}$ . На рис. 6, б показано, как такой  $X$ -бозон может осуществлять превращение  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ . Если будет открыт распад нуклона, это обеспечит сильную поддержку современным гипотетическим построениям.

Является ли то нарушение  $CP$ , которое мы наблюдаем сейчас, «ископаемым остатком» от этих предполагаемых событий в ранней Вселенной — вот вопрос, на который мы не можем сейчас ответить. Другими словами,

дает ли наблюдаемое нами сейчас нарушение  $CP$ -инвариантности основание для поддержки таких гипотез? Мы попросту еще не достаточно много знаем о нарушении  $CP$ . Наши экспериментальные познания ограничены наблюдениями проявлений этого эффекта в одной исключительно чувствительной системе, которую природа подарила нам. Нам надо знать теоретические основания  $CP$ -нарушения и надо знать, как разумно экстраполировать поведение эффектов, связанных с нарушением  $CP$ -инвариантности, в область более высоких энергий.

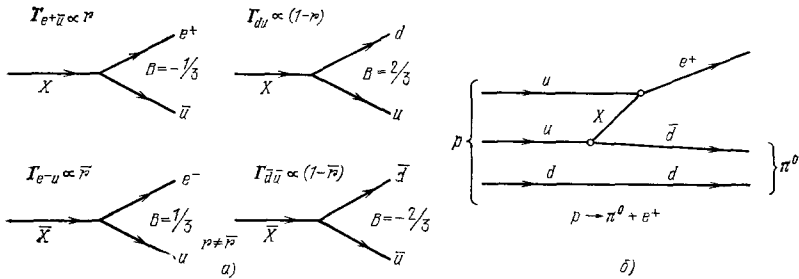


Рис. 6. а) Упрощенные диаграммы распада X-бозона с несохранением барионного числа; б) распад протона за счет обмена X-бозоном.

Сейчас наше экспериментальное понимание  $CP$ -нарушения может быть суммировано в одном-единственном числе. Если мы скажем, что массовая матрица, связывающая  $K$  и  $\bar{K}$ , обладает мнимым недиагональным членом, равным

$$\text{Im } M_{12} = -1,16 \cdot 10^{-8} \text{ эВ},$$

то тем самым будут учтены все экспериментальные результаты, относящиеся к нарушению  $CP$ -инвариантности. Если здесь заключена вся информация о  $CP$ -нарушении, которую Природа хочет предоставить нам, то представляется весьма затруднительным докопаться до его истоков. Однако, я уже подчеркивал, что, несмотря на огромные усилия экспериментаторов, отмеченные рядом исключительно красивых экспериментов, мы еще не достигли того уровня чувствительности, при котором однопараметрическое описание должно или удивлять или обескураживать нас.

Нам следует постоянно напоминать себе, что  $CP$ -нарушение, как бы оно ни было мало, является реальным эффектом. Оно уже использовалось, почти рутинным образом, в нескольких экспериментах в физике высоких энергий в качестве калибрующего сигнала. Но еще более важно, этот эффект учит нас тому, что существует фундаментальная асимметрия между веществом и антивеществом, а также, что на некоем уровне взаимодействия проявят свою асимметрию относительно отражения времени. Мы должны продолжать поиски истоков нарушения  $CP$ -симметрии всеми доступными нам средствами. Мы знаем, что улучшения в технологии изготовления детекторов и в свойствах ускорителей частиц позволят провести еще более чувствительные эксперименты в последующие десятилетия. Поэтому мы надеемся, что на некотором этапе, возможно весьма удаленном, это загадочное послание Природы будет расшифровано.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Эволюция нейтральной  $K$ -системы, описываемая зависящими от времени амплитудами  $a$  и  $\bar{a}$  для  $|K\rangle$  и  $|\bar{K}\rangle$  компонент соответственно, задается уравнениями

$$-\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix} = \left( iM + \frac{1}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix},$$

где  $M$  и  $\Gamma$  — эрмитовы матрицы, а  $t$  — время, измеряемое в системе покоя К-мезона. Матрицы  $M$  и  $\Gamma$  выражаются их элементами так:

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix}.$$

Матрица  $iM + (1/2)\Gamma$  имеет собственные значения  $\gamma_S = iM_S + (1/2)\Gamma_S$  и  $\gamma_L = iM_L + (1/2)\Gamma_L$ . Мы определяем малые параметры  $\varepsilon = (-\text{Im } M_{12} + i \text{Im } \Gamma_{12}/2)/(\gamma_S - \gamma_L)$  и  $\Delta = [i(M_{11} - M_{22}) + (\Gamma_{11} - \Gamma_{22})/2]/[2(\gamma_S - \gamma_L)]$ . Тогда собственные векторы можно записать как

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1 + |\varepsilon + \Delta|^2}} [(1 + \varepsilon + \Delta) |K\rangle + (1 - \varepsilon - \Delta) |\bar{K}\rangle],$$

и

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1 + |\varepsilon - \Delta|^2}} [(1 + \varepsilon - \Delta) |K\rangle - (1 - \varepsilon + \Delta) |\bar{K}\rangle].$$

Параметр  $\varepsilon$  представляет нарушение  $CP$  с несохранением  $T$ . Параметр  $\Delta$  представляет нарушение  $CP$  с несохранением  $CPT$ .

Если образовать состояние  $|K(t)\rangle$ , являющееся произвольной суперпозицией  $|K_S\rangle$  и  $|K_L\rangle$  с амплитудами  $a_S$  и  $a_L$  при  $t = 0$ , то можно вычислить его норму  $\langle K(t) | K(t) \rangle$  как функцию времени. При  $t = 0$  сохранение вероятности приводит к соотношению

$$-\frac{d}{dt} \langle K(t) | K(t) \rangle|_{t=0} = \sum_f |a_S \text{amp}(K_S \rightarrow f) + a_L \text{amp}(K_L \rightarrow f)|^2,$$

где  $f$  описывает набор конечных состояний. Точное вычисление этого выражения дает

$$\left[ -i(M_S - M_L) + \frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L) \right] \langle K_S | K_L \rangle = \sum_f [\text{amp}(K_S \rightarrow f)]^* [\text{amp}(K_L \rightarrow f)].$$

При этом использованы некоторые определения и условие выбора фаз. Мы определяем  $\tilde{\Delta} = \Delta - (A_0 - \bar{A}_0)/(A_0 + \bar{A}_0)$ , где  $A_0$  и  $\bar{A}_0$  — амплитуды распада  $K$  и  $\bar{K}$  соответственно на два пиона с  $I = 0$ .  $A_0$  и  $\bar{A}_0$  выбираются вещественными и определяют условие выбора фаз, использованное в процессе анализа. Из экспериментальных величин образуем следующие выражения:  $\varepsilon_0 = \frac{2}{3}\eta_{+-} + \frac{1}{3}\eta_{00}$  и

$$\varepsilon_2 = \frac{\sqrt{2}}{3}(\eta_{+-} - \eta_{00}), \quad \text{и} \quad \alpha(f) = \frac{1}{\Gamma_S} [\text{amp}(K_S \rightarrow f)]^* \text{amp}(K_L \rightarrow f).$$

При таких определениях величин мы получим с достаточно хорошей точностью, что

$$\left( -i \frac{\Delta M}{\Gamma_S} + \frac{1}{2} \right) (2 \text{Re } \varepsilon - 2i \text{Im } \Delta) = \varepsilon_0 + \sum_f \alpha(f) \quad (1)$$

и

$$\varepsilon - \tilde{\Delta} = \varepsilon_0. \quad (2)$$

Сумма по  $f$ , в которой теперь исключено  $\pi\pi$ -состояние с  $I = 0$ , состоит из следующих слагаемых:

$$\begin{aligned} \alpha(\pi\pi, I=2) &= \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi\pi, I=2)}{\Gamma_S} \varepsilon_2, & \alpha(\pi^+\pi^-\pi^0) &= \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma_S} \eta_{+-}^*, \\ \alpha(\pi^0\pi^0\pi^0) &= \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)}{\Gamma_S} \eta_{000}^*, & \alpha(\pi e \nu) &= \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)}{\Gamma_S} \cdot 2i \text{Im } x_e, \\ \alpha(\pi \mu \nu) &= \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi \mu \nu)}{\Gamma_S} \cdot 2i \text{Im } x_\mu, \end{aligned}$$

где  $\eta_{+-} = \text{amp}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)/\text{amp}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ ,  $\eta_{000} = \text{amp}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)/\text{amp}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$  и  $x_e$  есть отношение  $\text{amp}(\Delta Q = -\Delta S)/\text{amp}(\Delta Q = \Delta S)$  для  $K \rightarrow \pi l \nu$ . Величины  $\eta_{+-}$  и  $\eta_{000}$  определяют нарушение  $CP$ . (Конечное состояние  $\pi^+\pi^-\pi^0$  может быть либо четным, либо нечетным относительно  $CP$ . Здесь мы имеем дело только с нечетными состояниями.) Измерения  $\eta_{000}$  и  $\eta_{+-}$  сейчас недостаточно точны

и согласуются с нулем. Если использовать имеющиеся экспериментальные ограничения<sup>15</sup>, то получим

$$\operatorname{Re} \alpha = \operatorname{Re} \sum_f \alpha(f) = (0,14 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}, \quad \operatorname{Im} \alpha = \operatorname{Im} \sum_f \alpha(f) = (-0,19 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}.$$

Уравнения (1) и (2) принимают весьма простую форму, если выделить компоненты  $\varepsilon$  и  $\tilde{\Lambda}$ , параллельные и перпендикулярные направлению, составляющему угол  $\varphi_n$  с реальной осью, где

$$\varphi_n = \arctg [-2 (M_S - M_L) / (\Gamma_S - \Gamma_L)].$$

Тогда находим

$$\begin{aligned} \varepsilon_{||} &= \varepsilon_{0||} + \cos \varphi_n \cdot \operatorname{Re} \alpha, & \varepsilon_{\perp} &= -\cos \varphi_n \cdot \operatorname{Im} \alpha, \\ \tilde{\Lambda}_{||} &= \cos \varphi_n \cdot \operatorname{Re} \alpha, & \tilde{\Lambda}_{\perp} &= -\varepsilon_{0\perp} - \cos \varphi_n \cdot \operatorname{Im} \alpha. \end{aligned}$$

Экспериментальные значения  $\varepsilon_{0||}$  и  $\varepsilon_{0\perp}$  соответственно равны  $(2,27 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$  и  $(0,16 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$ . При этом получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{||} &= (2,37 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}, \\ \varepsilon_{\perp} &= (0,14 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}, \quad \tilde{\Lambda}_{||} = (0,10 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}, \quad \tilde{\Lambda}_{\perp} = (0,02 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

В пределах современных экспериментальных погрешностей мы находим, что все измерения согласуются с нарушением  $T$  и сохранением  $CP$ . В частности, мы видим, что предел на  $\varepsilon_{\perp}$  очень низкий, так что нельзя ожидать, чтобы  $\varphi_{+-}$  и  $\varphi_{00}$  заметно отличались от  $\varphi_n$ . Далее, если бы значения  $\eta_{000}$ ,  $\eta_{+-}$ ,  $x_e$  и  $x_u$  были меньше  $10^{-2}$ , то мы бы нашли  $|\varepsilon_{\perp}| \lesssim 10^{-5}$ . Такое значение разумно, если сила нарушения  $CP$  примерно одинакова во всех каналах распада.

#### Благодарность

Я хотел бы поблагодарить профессоров С. Чандрасекхара, Р. Эме, Р. Г. Сакса и Б. Уинштейна за их советы и критические замечания по этой лекции. Я также хотел бы поблагодарить профессоров В. Телегди, С. Треймана и Л. Вольфенштейна за многие ценные обсуждения по  $CP$ -нарушению в течение многих лет.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА И ПРИМЕЧАНИЯ

1. В этой лекции нельзя обсудить все важные детали, сослаться на все существенные работы, связанные с  $CP$ -нарушением, или же по достоинству изложить все те работы, о которых упоминается в тексте. Более полное обсуждение читатель найдет в наиболее близком по времени обзоре: Kleinknecht K.—Ann. Rev. Nucl. Sci., 1976, v. 26, p. 1. Кроме того, хорошую перспективу развития этой области можно получить, читая соответствующие разделы Трудов Международных конференций по физике высоких энергий, проводимых раз в два года (с 1964 по 1974 г.).
2. Galbraith W. et al.—Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 383.
3. De Bouard X. et al.—Phys. Lett., 1965, v. 15, p. 58.
4. Fitch V. L. et al.—Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 73.
5. Величина  $A_{\Gamma}$  зависит от разности масс  $K_S - K_L$  ( $|\delta|$ ), которая была тогда измерена как  $0,5 \pm 0,1$  (см.: Christenson J. H. et al.—Phys. Rev. Ser. B, 1965, v. 140, p. 74).
6. Fitch V. L. et al.—Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 1711.
7. Этот аргумент выдвигался в литературе — см.: Wattenberg A., Sakurai J.—Phys. Rev., 1967, v. 161, p. 1339.
8. Bell J. S., Perring J. K.—Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 348.
9. Bernstein J., Cabibbo N., Lee T. D.—Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 146.
10. Wu T. T., Yang C. N.—Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 180.
11. Феноменология впервые обсуждалась: Lee T. D., Oehme K., Yang C. N.—Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 340.
12. Wigner E. P.—Gött. Nachr., 1932, Bd. 31, S. 546.
13. См. также статью: Lee, Oehme, Yang<sup>9</sup>.
14. Были сделаны некоторые приближения. Два первых выражения должны быть:  $\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon'/(1 + \omega)$  и  $\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon'/(1 - 2\omega)$ , где  $\omega = (1/\sqrt{2}) \operatorname{Re} (A_2/A_0) e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$ . Величина  $\omega \approx 0,05$ , так что ее влияние невелико. Зарядовая асимметрия  $\delta_L$  должна записываться как  $\delta_L = 2(1 - |x|^2) \operatorname{Re} \varepsilon / |1 - x|^2$ , где  $x$  — отношение амплитуд с  $\Delta Q = -\Delta S$  и с  $\Delta Q = +\Delta S$  в полулептонном распаде. Данные указывают заметно в пользу  $x = 0$ ; см. ссылку<sup>17</sup>.

12. Whatley M. C.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 9, p. 317.
13. Здесь  $\Delta M = M_S - M_L$ , и мы пренебрегли  $\Gamma_L$  по сравнению с  $\Gamma_S$ . Интерференционные эксперименты всегда проводятся по времени так, что  $t \ll 1/\Gamma_L$ , чтобы распадом  $K_L$  можно было пренебречь.
14. Точные измерения  $\Delta M$  были проведены:  
 Aronson S. H. et al.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 1057.  
 Cullen M. et al.— Phys. Lett., 1970, v. 328, p. 523.  
 Carnegie R. K. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1971, v. 4, p. 1.  
 Geweniger C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 52, p. 108.
15. Данные этой компиляции наиболее легко получаются из: Particle Data Group. Barash-Schmidt N. et al.— Rev. Mod. Phys. 1980, v. 52, p. Sl.
16. Рисунок взят из диссертации: Modis T.— Columbia University, 1973 (неопубликовано); публикация этой работы: Carithers W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1244.
17. Niebergall F. et al.— Phys. Lett., 1974, v. 49, p. 103.
18. Рисунок взят из диссертации: Lüth V.— Heidelberg University, 1974, (неопубликовано); публикация этой работы: Gjesdal S. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 52, p. 113.
19. Banner M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 1103.
20. Budagov I. A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1968, v. 28, p. 215.
21. Holder M. et al.— Ibid., 1972, v. 40, p. 141.
22. Christenson J. H. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1209.
23. Из экстраполяции фазового анализа  $4K$ -распадов находим  $\delta_2 - \delta_0 = 36^\circ \pm 10^\circ$ : Rosselet J. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 574. Из анализа  $K^+$ -и  $K_S$ -распадов на  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi^0\pi^0$  находим  $\delta_2 - \delta_0 = \pm (53^\circ \pm 6^\circ)$ : Abbud, Lee T. D., Yang C. N.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 980; Particle Data Group: Barash-Schmidt N. et al.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. Sl. Из рождения пионов пионами находим  $\delta_2 - \delta_0 = 40^\circ \pm 6^\circ$ ; см., например: Batton J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1970, v. 33, p. 528; Estabrooks P., Martin A. D.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 79, p. 301.
24. Bell J. S., Steinberger J.— In: Proc. of the Oxford 1905. Intern. Conference on Elementary Particles/Ed. T. Walsh et al.— Rutherford Laboratory, Chilton, England, 1966.  
 Анализ с аналогичной целью был предпринят: Sachs R. G.— Progr. Theor. Phys., 1975, v. 54, p. 809. Ссылки на литературу по анализу данных о распаде нейтральных  $K$ -мезонов с сохраняющей и несохраняющей  $T$  частями приведены у Р. Сакса.
25. Schubert K. R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1970, v. 31, p. 662.
26. Cantor J. et al.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 942.  
 Meisner G. W. et al.— Ibid., p. 492.  
 Mehlhop W. A. W. et al.— Phys. Rev., 1968, v. 172, p. 1613.  
 В последней работе приведена весьма новая техника, и прочитавший ее получит большое удовольствие.
27. Purcell E. M., Ramsey N. F.— Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 807.  
 Также: Smith J. H. Ph. D. thesis — Harvard University, 1951 (неопубликовано).
28. С. Вайнберг предложил механизм, согласно которому нарушение  $CP$ -инвариантности обусловлено хиггсовскими мезонами. Это предложение привлекательно, поскольку  $CP$ -нарушение может быть максимально большим и можно ожидать электрического, дипольного момента нейтрона порядка  $10^{-24}$  е·см; см.: Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 569.
29. Wolfenstein L.— Ibid., p. 569.
30. Kobayashi M., Maskawa K.— Progr. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 652.
31. Guberina B., Peccei R. D.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 163, p. 289.
32. Lüth V.— In: Proc. of the 1979 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies/Ed. T.B.K. Kirk — Fermilab, Batavia, IL, USA, 1980.— P. 83.
33. Andrews D. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 219.  
 Finocchiaro G. et al.— Ibid. p. 222.
34. Yoshimura M.— Ibid., 1978, v. 41, p. 381.  
 Dimopoulos S., Susskind L.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 4500.  
 Toussaint B. et al.— Ibid., 1979, v. 19, p. 1036.  
 Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 80.  
 Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 850.
35. Сахаров А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 32.
36. Glashow S. L.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 539,  
 Salam A.— Ibid., p. 525.  
 Weinberg S.— Ibid., p. 4515.



37. Ford W. T. et al.— Phys. Rev. Lett. Ser. B, 1970, v. 60, p. 411. v. 25, p. 1370.
38. Smith K. M. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1970, v. 60, p. 441.
39. Schmidt M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 556.
40. Baltrusaitis R. M., Calaprice F. P.— Ibid., 1977, v. 38, p. 464.
41. Steinberg R. I. et al.— Ibid., 1974, v. 33, p. 41.
42. Layter J. G. et al.— Ibid., 1972, v. 29, p. 316.  
Jane M. R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 48, p. 260.
43. Dress W. B. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 9.
44. Altarev I. S. et al. Search for an Electric Dipole Moment by Means of Ultra-cold Neutrons.— In: Proc. of the 3rd Intern. Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics. Brookhaven National Laboratory, Upton, NY and State University of New York, Stony Brook, NY, 1978/Ed. R. E. Chrien, W. R. Kane.— N.Y.: Plenum Press, 1978.— P. 541.
45. Gimlett J. L.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 354.
46. Davis B. B. et al.— Phys. Rev. Ser. C, 1980, v. 22, p. 1233.
47. Weitkamp W. G. et al.— Ibid., 1968, v. 165, p. 1233.  
Witsch W. von et al.— Ibid., 1968, v. 169, p. 923.  
Thornton et al.— Ibid., 1971, v. 3, p. 1065.  
Driller M. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1979, v. 317, p. 300