

О НАБЛЮДЕНИИ ПРЯМОГО НАРУШЕНИЯ
CP-СИММЕТРИИ В РАСПАДАХ
НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

В. Д. Кекелидзе, Д. Т. Мадигожин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1163
ОПИСАНИЕ СИСТЕМЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ	1166
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТАТУС $Re(\epsilon'/\epsilon)$ К НАЧАЛУ ЭКСПЕРИМЕНТОВ NA48 И KTeV	1172
ЭКСПЕРИМЕНТ NA48	1178
ИЗМЕРЕНИЕ $Re(\epsilon'/\epsilon)$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ KTeV (E832)	1195
СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ПОДХОДОВ И РЕЗУЛЬТАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ В NA48 И KTeV	1199
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1207
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1209

О НАБЛЮДЕНИИ ПРЯМОГО НАРУШЕНИЯ CP -СИММЕТРИИ В РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

В. Д. Кекелидзе, Д. Т. Мадигожин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описана последовательность прецизионных экспериментов по измерению параметра $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ в распадах нейтральных каонов, выполненных в ЦЕРН и в Лаборатории им. Э. Ферми, которая привела к однозначному доказательству существования в природе *прямого* CP -нарушения. Сопоставление этих экспериментов и соответствующих подходов к решению поставленной задачи позволило выявить преимущества различных методов в достижении наибольшей точности измерений.

A series of precision experiments on parameter $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ measurement in decays of neutral kaons, performed at CERN and Fermilab, that proved unambiguously the existence of direct CP -violation in Nature, is described. The comparison of these experiments and their approaches to the problem shows the advantages of different techniques in the achievement of the best measurement precision.

PACS: 13.25.Es, 14.40.Ag, 07.05.Fb, 07.05.Kf, 29.85.+c

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы симметрии связаны с фундаментальными свойствами природы и играют важную роль в изучении происходящих в ней процессов. Поэтому любая модель, описывающая физику элементарных частиц, основана на ряде симметрий, характеризующих свойства этих частиц и их взаимодействий. Например, $SU(2)$ -изотопическая симметрия, сохраняющаяся в сильных взаимодействиях, и $SU(3)$ -симметрия ароматов, с хорошим приближением систематизирующая адроны, позволили описывать адронные реакции. Введение цветовой $SU(3)$ -симметрии кварков [1–5] привело к формированию современной теории сильных взаимодействий, квантовой хромодинамики (КХД). Ряд простых симметрий, таких как пространственная, зарядовая, временная, а также их комбинации, несет глубокий смысл, выходящий за рамки физики частиц, и поэтому представляет особый интерес.

В электромагнитных, сильных и гравитационных взаимодействиях имеет место симметрия относительно P -инверсии, состоящей в замене знака всех

координат. Это преобразование эквивалентно замене знака одной оси координат (зеркальному отражению) и повороту на 180° вокруг нее. Поэтому, считая установленной симметрию законов природы по отношению к поворотам, P -симметрию иногда называют зеркальной симметрией. Любой симметрии системы соответствует некоторое сохраняющееся квантовое число, являющееся одновременно собственным значением гамильтониана и оператора симметричного преобразования. Для P -симметрии это число называется четностью, в простейшем случае оно соответствует четности пространственной волновой функции состояния, принимая значения ± 1 . Если бы мы знали все о внутренней структуре частицы, понятие ее четности было бы тривиальным выражением свойств пространственной симметрии этой структуры. Ценность понятия четности состоит в том, что для многих частиц ее можно определить экспериментально по отношению к четности другой частицы (обычно протона), не зная больше ничего об их внутренней структуре. Иначе говоря, можно определить внутреннюю четность частиц.

До 1954 г. P -симметрия считалась универсальной. Однако в период с 1954 по 1956 г. были накоплены экспериментальные данные о слабых распадах K^+ в состояния 2π и 3π , имеющие различные четности, что говорило о несохранении четности и о нарушении зеркальной симметрии законов природы. Окончательно универсальность этой симметрии была опровергнута экспериментом [6], в котором были изучены β -распады поляризованных ядер ^{60}Co . Оказалось, что в этих распадах электроны испускались преимущественно в направлении спинов ядер кобальта, ориентированных вдоль внешнего магнитного поля. Однако магнитное поле, являясь псевдовектором, не меняет знак при P -инверсии, в отличие от направления вылета частиц. Таким образом, в зеркально отраженном мире β -распад имел бы другое преимущественное направление вылета электронов относительно магнитного поля, что противоречит зеркальной симметрии.

Проблема была решена в результате замены P -симметрии на CP -симметрию природы, предложенной в 1957 г. Л. Д. Ландау. Обычно она формулируется как симметрия по отношению к одновременной P -инверсии и замене знаков всех зарядов на противоположные. Соответствующее сохраняющееся число называют CP -четностью. CP -симметрия связывает заряд частицы с ее пространственными характеристиками, поскольку может быть сформулирована как трансформационное свойство заряда менять знак при отражении координат подобно направлению (левому или правому) нарезки винта*.

* Аналогия с винтом, имеющим определенное направление оси в пространстве, выглядит проблемной в случае бесспиновой заряженной частицы, которая не имеет такого направления. Однако, если представить себе мешок беспорядочно ориентированных винтов, смысл аналогии сохраняется.

Это нашло свое выражение в четырехфермионной теории, в которой фермионы участвуют в слабом взаимодействии только своими компонентами с отрицательной спиральностью, а антифермионы — с положительной. В частности, нейтрино с положительной спиральностью экспериментально обнаружены не были.

Согласно теореме Людерса–Паули (CPT -теорема) [7–9] почти любая мыслимая теория поля (с локальным и эрмитовым лоренц-инвариантным лагранжианом) обладает свойством CPT -инвариантности. То есть мир, в котором все оси координат отражены, все заряды заменены на противоположные, а время идет вспять, живет по тем же законам, что и наш. В частности, из этой теоремы следует равенство масс и времен жизни частиц и античастиц. Таким образом, нарушение CP -симметрии означает одновременно нарушение симметрии по отношению к обращению направления времени.

До 1964 г. все экспериментальные данные свидетельствовали о сохранении CP -симметрии, и считалось, что K_S , преимущественно распадавшийся на 2π , имеет определенную положительную четность, а K_L — отрицательную. Иначе говоря, если обозначить состояния с определенной странностью через K_0 и \bar{K}_0 , то можно сказать, что K_S и K_L считались эквивалентными, соответственно, $K_1 = \frac{K_0 - \bar{K}_0}{\sqrt{2}}$ с положительной CP -четностью и $K_2 = \frac{K_0 + \bar{K}_0}{\sqrt{2}}$ с отрицательной.

Однако летом 1964 г. группой Кронина, Кристенсона, Фитча и Тюрлея в эксперименте на ускорителе AGS в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) были обнаружены редкие (с относительной вероятностью около 0,2 %) распады $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [10]. Последовавшие независимые эксперименты надежно подтвердили это открытие [11–13]. Таким образом, CP -симметрия должна нарушаться, так как K_L -мезоны распадаются на состояния как с положительной, так и с отрицательной четностью. Это открытие нарушения CP -четности (впервые доложенное на Рочестерской конференции в Дубне в 1964 г.) положило начало новой эры в исследовании слабых взаимодействий и было удостоено Нобелевской премии.

Наблюдавшиеся тогда распады могут быть описаны как результат смешивания состояний с различной CP -четностью (см. ниже), хотя в рамках современных теоретических представлений должны проходить и процессы прямого нарушения CP -четности.

В дальнейшем необходимость в *прямых* CP -нарушающих процессах возникла при формулировании основ космологических моделей, объясняющих возникновение барионной Вселенной. Впервые такую модель предложил А. Д. Сахаров в 1967 г. [14].

Более 35 лет распады каонов оставались единственными процессами, в которых наблюдалось нарушение CP -симметрии. Почти столько же времени потребовалось для однозначного доказательства существования в природе

прямого CP -нарушения. И это было также доказано *впервые* в экспериментах с нейтральными каонами.

В настоящем обзоре мы рассматриваем экспериментальные основы наблюдения *прямого* нарушения CP -симметрии в каонных распадах, полученные в ходе многолетних экспериментальных исследований, ведущихся параллельно в ЦЕРН и Фермилаб, в одном из которых (эксперимент NA48 в ЦЕРН) авторы принимали участие.

1. ОПИСАНИЕ СИСТЕМЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

Описать обнаруженное в 1964 г. CP -нарушение удалось в рамках модели смешивания нейтральных каонов с определенной CP -четностью. Можно записать систему уравнений для переменных каонной системы, не накладывая никаких ограничений на гамильтониан, кроме CPT -инвариантности, требующей равенства его диагональных элементов M :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} K_0 &= MK_0 + m_{12} \bar{K}_0, \\ i\hbar \frac{d}{dt} \bar{K}_0 &= m_{21} K_0 + M \bar{K}_0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь K_0 и \bar{K}_0 — волновые функции состояний нейтральных каонов с определенной странностью, преобразующиеся при CP -отражении как

$$\begin{aligned} CP K_0 &= -\bar{K}_0, \\ CP \bar{K}_0 &= -K_0. \end{aligned}$$

Если теперь предположить*, что $m_{12} = m_{21} = \Delta m$, то можно получить два изолированных уравнения для CP -четного состояния $K_1 = \frac{K_0 - \bar{K}_0}{\sqrt{2}}$ и CP -нечетного состояния $K_2 = \frac{K_0 + \bar{K}_0}{\sqrt{2}}$:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} K_2 &= (M + \Delta m) K_2, \\ i\hbar \frac{d}{dt} K_1 &= (M - \Delta m) K_1. \end{aligned} \quad (2)$$

*В аналогичной системе уравнений для двух связанных осцилляторов такое предположение отражает равенство противоположно направленных сил, действующих через связь на каждый из осцилляторов.

Чтобы учесть распады каонов, следовало бы описывать полное состояние системы, включающей в себя все возможные результаты распадов, для чего потребовался бы бесконечномерный гамильтониан. В феноменологическом подходе считается, что четные и нечетные каонные состояния испытывают затухание во времени, при этом происходит отказ от полного описания системы. Мы можем формально учесть распады каонов с определенной четностью, введя мнимую часть частоты колебаний описывающих их переменных. Произведем для этого замены: $M + \Delta m \rightarrow (M_1 - i\Gamma_1)$ и $M - \Delta m \rightarrow (M_2 - i\Gamma_2)$. Разумеется, гамильтониан при этом становится неэрмитов и нормировка состояний не сохраняется во времени, поскольку мы описываем заведомо не всю систему состояний.

Если теперь отказаться от равенства $m_{12} = m_{21}$, уравнения (2) уже не будут решением системы (1). Будем искать решения в виде линейных комбинаций, полученных, вообще говоря, неунитарным преобразованием:

$$\begin{aligned} K_L &= AK_0 + B\bar{K}_0, \\ K_S &= AK_0 - B\bar{K}_0, \end{aligned} \quad (3)$$

откуда следует $\bar{K}_0 = (K_L - K_S)/(2B)$, $K_0 = (K_L + K_S)/(2A)$.

Требуя, чтобы $|A|^2 + |B|^2 = 1$ и чтобы при предельном переходе к случаю CP -сохранения состояния K_L и K_S переходили в K_2 и K_1 соответственно, можно выразить A и B через один малый параметр ϵ :

$$A = \frac{1 + \epsilon}{\sqrt{2(1 + |\epsilon|^2)}}; \quad B = \frac{1 - \epsilon}{\sqrt{2(1 + |\epsilon|^2)}}. \quad (4)$$

В результате решение получается в виде независимо существующих компонент K_S и K_L , которые для получения вероятностей распадов определенных четностей нужно снова разложить на четные и нечетные состояния. Можно получить, например, зависимость от времени вероятности четного состояния для начальных состояний каонной системы с определенной странностью \bar{K}_0 и K_0^* :

$$\begin{aligned} |K_1|^2 &= \frac{|1 \pm \epsilon|^2}{\sqrt{2}(1 - \epsilon^2)} \left(\exp\left(-\frac{\Gamma_S t}{\hbar}\right) + \right. \\ &\quad \left. + |\epsilon|^2 \exp\left(-\frac{\Gamma_L t}{\hbar}\right) \mp 2|\epsilon| \exp\left(-\frac{(\Gamma_S + \Gamma_L)t}{2\hbar}\right) \cos\left(\frac{\Delta M t}{\hbar} - \phi\right) \right), \end{aligned} \quad (5)$$

*Поскольку странность сохраняется в сильных взаимодействиях, при столкновении пучка с веществом нейтральные каоны рождаются в состояниях с определенной странностью.

где ϕ — фаза ϵ ; $\Delta M = M_L - M_S$, а Γ_S и Γ_L — полные ширины состояний K_S и K_L соответственно. Здесь положительный знак соответствует начальному состоянию \bar{K}_0 , а отрицательный — K_0 .

Таким образом, распределение по времени распадов нейтральных каонов на два пиона имеет короткоживущую, долгоживущую и интерференционную компоненты. Поэтому в эксперименте и можно наблюдать распады $K_L \rightarrow 2\pi$. Экспериментально измеренные модуль и фаза ϵ [15] равны

$$|\epsilon| = (2,284 \pm 0,014) \cdot 10^{-3}, \quad (6)$$

$$\phi_\epsilon = (43,51 \pm 0,05)^\circ. \quad (7)$$

При этом входной информацией для получения среднемирового значения $|\epsilon|$ служат данные об относительных вероятностях двухпионных распадов K_L и K_S и их времена жизни (см., например, [16–19]), а фаза получена преимущественно на основе анализа интерференционного члена в распределении (5) (см., например, [20, 21]).

Принимая во внимание определения долгоживущего и короткоживущего состояний каонов:

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}}(K_2 + \epsilon K_1), \quad (8)$$

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

легко показать, что если бы в природе существовало только CP -нарушение через смешивание состояний, то каждое из следующих двух отношений амплитуд было бы равно ϵ из-за невозможности двухпионных распадов CP -нечетного состояния K_2 :

$$\eta^{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | K_S \rangle}, \quad (9)$$

$$\eta^{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | K_S \rangle}. \quad (10)$$

Распад каона на два пиона может быть описан в системе конечных изоспиновых состояний, что дает возможность использовать изоспиновую симметрию сильных взаимодействий (точность которой порядка 5%). Поскольку пионы являются бозонами, их полная волновая функция должна быть симметрична по отношению к перестановкам частиц. Этому условию удовлетворяют только изоспиновые состояния с $I_3 = 0$ и $I = 0$ или $I = 2$. Коэффициенты Клебша–Гордана [15] позволяют записать соответствующие разложения:

$$\langle \pi^+ \pi^- | = \frac{1}{\sqrt{2}}(\langle \pi_1^+ \pi_2^- | + \langle \pi_1^- \pi_2^+ |) = \sqrt{\frac{1}{3}}\langle I = 2, I_3 = 0 | + \sqrt{\frac{2}{3}}\langle I = 0, I_3 = 0 |, \quad (11)$$

$$\langle \pi^0 \pi^0 | = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle I = 2, I_3 = 0 | - \sqrt{\frac{1}{3}} \langle I = 0, I_3 = 0 |. \quad (12)$$

В случае CP -нарушения только через смешивание два определения ϵ идентичны: $\epsilon = \frac{\langle 0|K_L\rangle}{\langle 0|K_S\rangle} = \frac{\langle 2|K_L\rangle}{\langle 2|K_S\rangle}$ (здесь через $\langle 0|K\rangle$ и $\langle 2|K\rangle$ обозначены амплитуды распадов в конечные состояния с $I = 0$ и $I = 2$ соответственно). Однако в более общем случае отношения амплитуд распадов в разные изоспиновые состояния могут быть не равны друг другу, поэтому для дальнейшего примем определение:

$$\epsilon = \frac{\langle 0|K_L\rangle}{\langle 0|K_S\rangle}. \quad (13)$$

Следует также отметить, что в силу правила $\Delta I = 1/2$ отношение

$$\omega = \frac{\langle 2|K_S\rangle}{\langle 0|K_S\rangle} \quad (14)$$

подавлено и является малой величиной, экспериментально измеренный модуль которой $\approx 0,045$. Используя изоспиновые разложения, в общем случае можно записать:

$$\eta^{+-} = \frac{\sqrt{1/3}\langle 2|K_L\rangle + \sqrt{2/3}\langle 0|K_L\rangle}{\sqrt{1/3}\langle 2|K_S\rangle + \sqrt{2/3}\langle 0|K_S\rangle}, \quad (15)$$

$$\eta^{00} = \frac{\sqrt{2/3}\langle 2|K_L\rangle - \sqrt{1/3}\langle 0|K_L\rangle}{\sqrt{2/3}\langle 2|K_S\rangle - \sqrt{1/3}\langle 0|K_S\rangle}. \quad (16)$$

Путем несложных преобразований с учетом определений (13), (14) можно получить

$$\eta^{+-} = \frac{\epsilon + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2|K_L\rangle}{\langle 0|K_S\rangle}}{1 + \omega/\sqrt{2}} \quad (17)$$

и

$$\eta^{00} = \frac{\epsilon - \sqrt{2} \frac{\langle 2|K_L\rangle}{\langle 0|K_S\rangle}}{1 - \sqrt{2}\omega}. \quad (18)$$

Если единственным источником CP -нарушения является смешивание, то

$$\frac{\langle 2|K_L\rangle}{\langle 0|K_S\rangle} = \omega\epsilon \quad (19)$$

и каждое из отношений (17), (18) обращается в ϵ , как и следовало ожидать.

Если же существует другой источник CP -нарушения, мы получим малое отклонение от равенства (19), которое можно выразить через новый малый параметр прямого CP -нарушения ϵ' :

$$\frac{\langle 2|K_L\rangle}{\langle 0|K_S\rangle} = \omega\epsilon + \sqrt{2}\epsilon'. \quad (20)$$

Если теперь подставить выражение (20) в (17), (18) и в разложениях по малым параметрам пренебречь вкладами следующих после ϵ' и $\epsilon\omega^2$ порядков малости*, легко получить

$$\eta^{+-} \approx \epsilon + \epsilon', \quad (21)$$

$$\eta^{00} \approx \epsilon - 2\epsilon', \quad (22)$$

что впервые было показано в феноменологическом анализе [22]. Эти соотношения являются следствием изотопической симметрии, имеющей ограниченную точность (5%), но пока экспериментальные возможности далеки от такой точности измерения эффектов прямого CP -нарушения.

Таким образом, возможность измерить прямое CP -нарушение в распадах нейтральных каонов на два пиона связана не только с наличием двух каналов распада, но и с нарушением правила $\Delta I = 1/2$, т.е. с присутствием двух разных амплитуд перехода в конечные состояния с $I = 0$ и $I = 2$, которые, вообще говоря, различаются и по фазе.

Из (21), (22) легко получить, что *двойное отношение* R связано с параметром ϵ' как

$$R = \frac{|\eta^{00}|^2}{|\eta^{+-}|^2} \approx 1 - 6 \operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right). \quad (23)$$

Поэтому отличие от единицы отношения R является доказательством существования прямого CP -нарушения в каонной системе. Эксперименты по поиску прямого CP -нарушения в распадах нейтральных каонов нацелены на измерение этого так называемого двойного отношения:

$$R = \frac{\operatorname{Br}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\operatorname{Br}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \bigg/ \frac{\operatorname{Br}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\operatorname{Br}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}. \quad (24)$$

Такое измерение носит относительный характер и не требует знания абсолютных значений парциальных ширин распадов Br , что в некоторой степени упрощает задачу.

*Для этого при разложении $\frac{1}{1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\omega}$ и $\frac{1}{1 - \sqrt{2}\omega}$ необходимо учесть члены до квадратичных по ω включительно.

Взаимодействия кварков в Стандартной модели (СМ) описываются лагранжианом, в который входят смешанные состояния кварков разных поколений:

$$-L_{W^\pm} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j W_\mu^\pm + \text{h. c.}, \quad (25)$$

где u_i и d_j — поля чистых кварковых состояний трех поколений, а W^\pm — поля векторных заряженных бозонов. Матрица Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (ККМ) V_{ij} описывает это смешивание, и ее элементы могут быть измерены в экспериментах по изучению слабых распадов. В СМ эта матрица содержит единственный параметр нарушения CP -симметрии, и можно показать, что такое нарушение возможно только при условии, что V_{ij} не сводится к вещественной матрице с общей комплексной фазой. Для случая двух поколений кварков матрица ККМ сводится к вещественной матрице Кабиббо, которая не может обеспечить механизма CP -нарушения. Таким образом, наличие третьего поколения кварков, в частности t -кварка, является необходимым условием нарушения CP -четности.

Вычисление $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ представляется крайне сложной задачей, которая, по существу, еще не решена (см. обзор [23]). Проблемы в расчетах связаны с тем, что на их результат существенно влияют взаимодействия как на малых, так и на больших расстояниях. Соответствующая зависимость может быть выражена в следующем виде [24]:

$$\text{Re}\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = |V_{ub}||V_{cb}| \sin \delta F\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right), \quad (26)$$

где δ — комплексная фаза стандартной параметризации матрицы ККМ, обеспечивающая CP -нарушение, а m_W и m_t — массы заряженного W -бозона и t -кварка соответственно. Функция $F(m_t^2/m_W^2)$ зависит еще и от масс других кварков и параметров сильного взаимодействия, и ее вычисление представляет собой главную проблему. Поэтому результаты зависят как от параметров Стандартной модели, так и от значения параметров моделей адронных процессов при низких энергиях.

Следует отметить, что ко времени планирования экспериментов КTeV и NA48 t -кварк еще не был экспериментально обнаружен, а теоретические оценки его массы давали, как правило, заниженные величины, приводя к смещенным значениям $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$. Задача усложняется из-за необходимости аккуратного расчета разности фаз амплитуд переходов в разные конечные изоспиновые состояния.

Большинство теоретических расчетов $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$, выполненных в рамках различных подходов до публикации результатов экспериментов NA48 и КTeV, давали совместимые с нулем величины (табл. 1). Рассматриваемые совместно, теоретические результаты в принципе не опровергали, но и не подтверждали

Таблица 1. Теоретические расчеты $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$, выполненные до первых публикаций результатов NA48 и KTeV

Подход	$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) \cdot 10^4$	Год	Ссылка
$1/N_c$	32 ± 26	1993	[25]
$1/N_c$	$3,6 \pm 3,4$	1996	[26]
Киральная кварковая модель	4 ± 5	1996	[27]
КХД на решетке	$4,6 \pm 3,2$	1997	[28]
Киральная кварковая модель	17^{+14}_{-10}	1998	[29]

существование в распадах нейтральных каонов экспериментально наблюдаемого прямого нарушения CP -четности. Именно поэтому исключительно важным было получить экспериментальный результат с ошибкой $(2-3) \cdot 10^{-4}$, чтобы сопоставление с теорией было достаточно информативным.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТАТУС $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ К НАЧАЛУ ЭКСПЕРИМЕНТОВ NA48 И KTeV

К началу экспериментов NA48 и KTeV ситуация с обнаружением прямого CP -нарушения в природе была достаточно неопределенной. К этому времени эксперименты по поиску CP -нарушения в распадах B -мезонов (BaBar и Belle) только планировались, а многолетние усилия по измерению отношения $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ не привели к надежному результату, указывающему на отличную от нуля величину.

К тому времени наилучшая точность ($\sim 10^{-3}$) в измерении этого отношения была достигнута в экспериментах NA31 [30, 31] и E731 [32, 33], проведенных, соответственно, в ЦЕРН и Фермилаб.

Чтобы обеспечить такую высокую точность измерений, необходимо было не только зарегистрировать большую статистику достаточно редких CP -нарушающих распадов $K_L \rightarrow 2\pi^0$ и $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, но и минимизировать возможные систематические искажения, связанные с их детектированием*.

Эксперименты были нацелены на регистрацию в максимально близких условиях двухпионных распадов K_S (CP -разрешенных) и K_L (CP -запрещенных). Это позволило уменьшить возможные систематические ошибки при их сопоставлении, без чего невозможно достижение требуемой точности измерения. Однако в каждом из рассматриваемых экспериментов были выбраны различные решения для достижения поставленной цели.

*Распады $K_0 \rightarrow 2\pi^0$ в некоторых случаях для краткости мы будем называть нейтральными, а $K_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ — заряженными.

Особенность эксперимента E731 заключалась в использовании одновременно двух почти параллельных пучков K_L , один из которых перед распадным объемом проходил через слой вещества, в котором благодаря различию амплитуд рассеяния K_0 и \bar{K}_0 на ядрах происходила когерентная регенерация компоненты K_S . Слой регенератора перемещался после каждого сброса пучка ускорителя на мишень таким образом, чтобы сменить перекрываемый им пучок. Это позволяло компенсировать возможные небольшие различия эффективностей регистрации распадов в каждом из двух пучков, не полностью совпадающих в пространстве.

Идея эксперимента NA31 состояла в одновременной регистрации нейтральных и заряженных распадов каонов, рожденных на поочередно используемых мишенях, размещенных вблизи (мишень K_S) и вдали (мишень K_L) от используемого распадного объема. Это позволяло не только избежать фона от взаимодействий нейтронов в регенераторе, но и путем перемещения и позиционирования мишени K_S в любом месте вдоль направления пучка минимизировать разницу в геометриях распадов долгоживущих и короткоживущих каонов, распадные длины которых различались почти на три порядка. При измерениях с пучком долгоживущих каонов мишень K_S смещалась поперек пучка, чтобы обеспечить свободный проход пучка K_L . Кратковременный сеанс с пучком K_S проводился каждый день, а все остальное время шла регистрация распадов из пучка K_L .

Схема установки NA31 приведена на рис. 1. В этом эксперименте была сделана попытка исследования каонных распадов без применения магнитного спектрометра, что позволило увеличить геометрическую эффективность регистрации изучаемых распадов. Для измерения энергий нейтральных и заряженных частиц использовалась система из двух калориметров. Электромагнитный калориметр (2,4 м \times 2,4 м \times 25 радиационных длин t_0) был заполнен жидким аргоном, прослоенным свинцовыми пластинами. Его энергетическое разрешение для фотонов $\sigma(E) = \sqrt{0,14^2 + 0,075^2 E + 0,005^2 E^2}$ (если не указано иное, энергия и импульс здесь и ниже выражаются в ГэВ и ГэВ/с соответственно). Адронный калориметр состоял из слоев сцинтиллятора, разделенных железными блоками толщиной 2,5 см. Общая толщина железа составляла 1,2 м, а энергетическое разрешение для пионов было равно $\sigma(E) = 0,65\sqrt{E}$. При анализе распадов каонов на заряженные частицы использовались данные с двух проволочных камер с разрешением около 0,5 см в каждой проекции, размещенных после распадного объема. Восстановленные треки экстраполировались на плоскости калориметров для того, чтобы приписать им энерговыделения, отношение которых в двух калориметрах позволяло различить электроны и адроны.

Короткоживущие и долгоживущие каоны рождались в столкновениях протонов из пучка с импульсом 450 ГэВ с двумя различными мишенями, одна из которых (K_L -мишень) была расположена на большом расстоянии

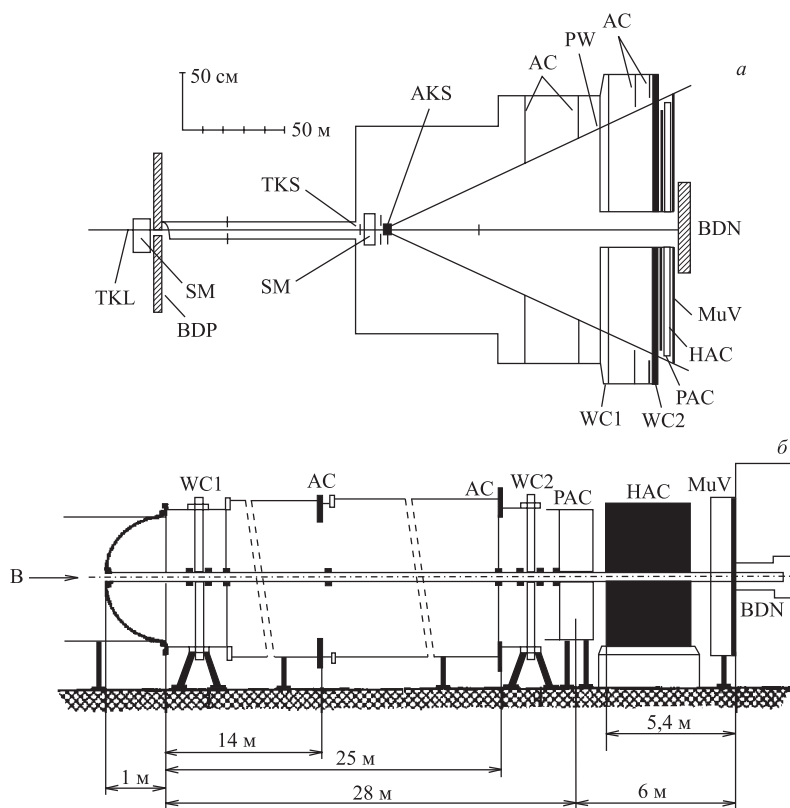


Рис. 1. Схема установки для эксперимента NA31 [30]: а) установка с пучковой линией; б) детекторная часть установки. TKL — мишень K_L ; SM — «выметающие» магниты; BDP — поглотитель протонного пучка; TKS — мишень K_S ; AKS — антисчетчик K_S ; AC — кольцевые антисчетчики; PW — пластиковое окно; BDN — поглотитель нейтрального пучка; MuV — мюонное вето; HAC — адронный калориметр; PAC — фотонный калориметр; WC1, WC2 — первая и вторая проволочные камеры

(порядка 100 м) от изучаемого распадного объема, а другая (K_S -мишень) — непосредственно перед ним. Пучки K_S и K_L использовались по очереди, при этом данные о заряженной ($\pi^+\pi^-$) и нейтральной ($\pi^0\pi^0$) модах распадов накапливались одновременно. Триггер для запуска установки от распадов на заряженные пионы срабатывал на основе данных сцинтилляционного годоскопа, расположенного между второй проволочной камерой и электромагнитным калориметром. Триггер для выделения распадов на нейтральные пионы запускался годоскопом, погруженным в жидкий аргон на глубине в $12,5t_0$ от передней плоскости калориметра.

Схема установки E731 приведена на рис. 2. Для регистрации треков заряженных частиц использовался магнитный спектрометр, состоящий из четырех дрейфовых камер, способных измерить вертикальные и горизонтальные проекции попаданий, и анализирующего магнита, расположенного между второй и третьей камерами. Импульсное разрешение спектрометра составило $\frac{\sigma_p}{p} = 0,45 \left(1 \oplus \frac{p}{37,5 \text{ ГэВ}/c} \right) \%$. Две проекции треков объединялись в реконструированную траекторию частицы с использованием координат ее энерговыделения в калориметре.

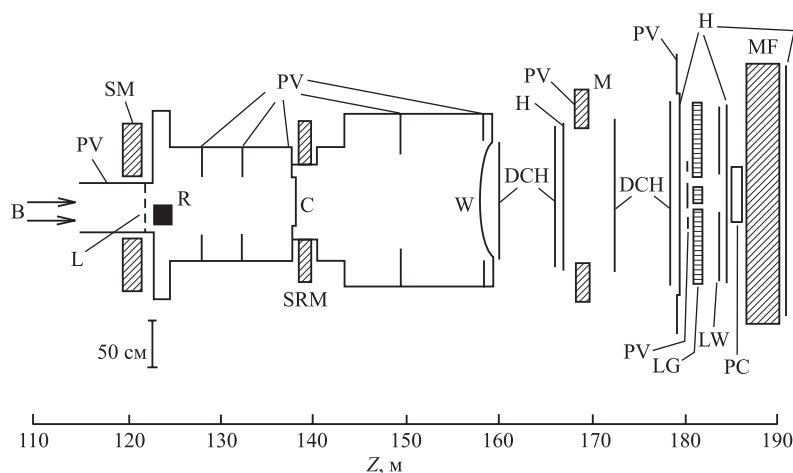


Рис. 2. Схема установки для эксперимента E731 [33]. В — пучки K_L ; PV — счетчики фотонного вето; SM — «выметающий» магнит; L — свинцовая «маска»; R — регенератор; SRM — сепарирующий магнит; C — плоскость конверсии; W — вакуумное окно; H — годоскопы; DCH — дрейфовые камеры; M — анализирующий магнит; MF — мюонный фильтр; LG — свинцовое стекло; LW — свинцовая стенка; PC — фотонный калориметр; Z — расстояние от мишени

Нейтральные распады регистрировались электромагнитным калориметром, основу которого составляли 804 ячейки из свинцового стекла. Каждая ячейка имела размеры $5,82 \text{ см} \times 5,82 \text{ см} \times 25t_0$. Фотоумножители регистрировали черенковский свет от электронов и позитронов электромагнитных ливней, порождаемых в стекле фотонами или электронами с высокой энергией. Энергетическое разрешение калориметра для электронов составило $\sigma E/E = (1,5 \oplus 5,0/\sqrt{E}) \%$, а для фотонов $\sigma(E)/E = (2,5 \oplus 5,0/\sqrt{E}) \%$. В эксперименте E731 использованы два слабо расходящихся пучка долгоживущих каонов. Короткоживущие каоны рождались при прохождении одного из пучков через активный регенератор из V_4C . Регенератор попеременно

размещался в разных пучках K_L , интенсивность пучка регулировалась поглотителем. Одновременно шел сбор данных либо от нейтральных распадов K_L и K_S , либо от заряженных. Триггер заряженных распадов запускался в результате совпадения срабатываний в двух противоположных квадрантах сцинтилляционного годоскопа. Нейтральный триггер срабатывал на основе информации об энерговыделении и числе кластеров в электромагнитном калориметре. В табл. 2 и 3 приведены результаты сравнения набранной статистики и фоновых условий в двух экспериментах. На основе их сравнения можно утверждать, что в эксперименте E731 был значительно ниже как фон от $K_L \rightarrow 3\pi^0$ в нейтральной моде распада (благодаря тому, что распадный объем располагался ближе к детекторам), так и фон в заряженной моде (благодаря использованию спектрометра, обеспечивающего лучшее разрешение при измерении импульса заряженных частиц). Однако в эксперименте NA31 было зарегистрировано количество распадов, обеспечивающее меньшую статистическую ошибку. Кроме того, результат эксперимента E731 сильно зависел от правильного учета эффективности регистрации распадов установкой, выполненного на основе моделирования методом Монте-Карло.

Таблица 2. Объем накопленных в экспериментах данных (в тыс. событий)

Распад	NA31 (1986)	NA31 (1988)	NA31 (1989)	E731
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	109	110	180	410
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	295	290	470	327
$K_S \rightarrow 2\pi^0$	932	560	630	800
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	2300	1380	1530	1060

Таблица 3. Уровень фона при выделении двухпионных CP -нарушающих распадов (%)

Распад	NA31 (1986)	NA31 (1988)	NA31 (1989)	E731
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	4,0	3,2	2,6	1,8
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	0,6	0,9	0,6	0,3

Основные проблемы эксперимента NA31 были связаны с отсутствием спектрометра для измерения заряженных треков. Для подавления фона от K_{e3} применялось условие отбора, ограничивающее энерговыделение в первых $13t_0$ глубины электромагнитного калориметра, ассоциированное с траекторией частицы, по отношению к энерговыделению в адронном калориметре. При этом терялось около 40% распадов на $\pi^+\pi^-$. Это почти не влияло на статистическую ошибку результата, поскольку наиболее «дефицитным» распадом в эксперименте NA31 был $K_L \rightarrow 2\pi^0$. Но от временной стабильности потерь этого типа существенно зависел конечный результат, в связи с

чем было проведено специальное исследование соответствующих эффектов с применением детектора переходного излучения.

В обоих экспериментах не происходило одновременного сбора данных во всех четырех распадах, вероятности которых составляют измеряемое двойное отношение, что приводило к зависимости результата от стабильности работы установки и интенсивностей пучков.

В результате проведенных экспериментов были получены значения $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$, характеризующие прямое CP -нарушение, приведенные в табл. 4 и на рис. 3.

Таблица 4. Результаты экспериментов NA31 (ЦЕРН) [31] и E731 (Фермилаб) [32]

Эксперимент	Значения $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) \cdot 10^4$
NA31	$23 \pm 3,6(\text{стат.}) \pm 5,4(\text{сист.}) = 23 \pm 6,5$
E731	$7,4 \pm 5,2(\text{стат.}) \pm 2,9(\text{сист.}) = 7,4 \pm 6,0$

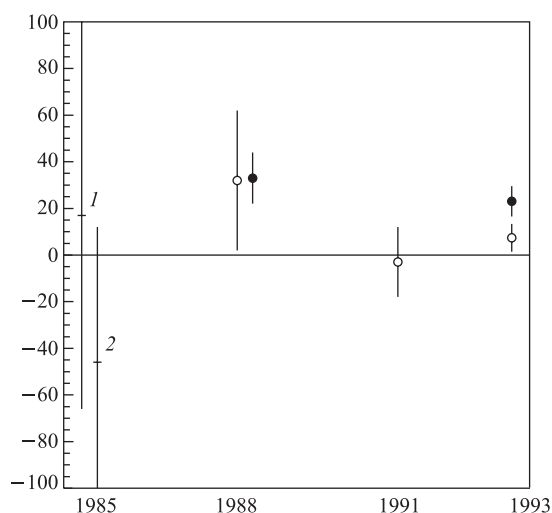


Рис. 3. Результаты измерений $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ в единицах 10^{-4} , выполненных до экспериментов NA48 и KTeV, приведены годы публикаций. 1 — эксперимент Yale-BNL [34]; 2 — эксперимент Chicago-Saclay [35]. Темными кружками обозначены предварительный и окончательный результаты эксперимента NA31 [30, 31]; светлыми — E731 [36, 32]

Из сравнения результатов этих двух экспериментов, приведенных в табл. 4 и на рис. 3, следует, что они плохо согласуются между собой (с достоверностью менее 10%). В то время как результат эксперимента NA31 указывал на возможность прямого CP -нарушения порядка 10^{-3} , в эксперименте E731 практически с той же точностью был получен совместимый с нулем результат. Эта ситуация не позволяла сделать однозначного вывода о наблюдении

прямого CP -нарушения и привела к необходимости проведения новых, более точных, измерений.

Было подготовлено два новых эксперимента, NA48 в ЦЕРН и KTeV в Фермилаб, в каждом из которых планировалось более чем в три раза уменьшить общую ошибку измерения $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ NA48

Стратегия эксперимента NA48 [37–39], в отличие от эксперимента KTeV, претерпела значительные изменения по сравнению с предшествовавшим экспериментом (NA31). Были изменены как система пучков, так и состав экспериментальной установки.

3.1. Синхронные пучки K_L и K_S . Система синхронных пучков NA48 была одним из ключевых составляющих эксперимента, обусловивших возможность существенно сократить систематические неопределенности и добиться высокой точности измерения двойного отношения.

Чтобы сократить систематические различия в измерении относительных вероятностей распадов в пучках K_S и K_L , они выводились в общий распадный объем одновременно и почти коллинеарно. В то время как для генерации достаточного количества распадов $K_L \rightarrow 2\pi$ требовался интенсивный поток протонов, направленных на мишень, гораздо менее интенсивный пучок протонов был достаточен для получения пучка K_S , обеспечивающего сопоставимое количество двухпионных распадов. Эта величина была порядка 10^{-5} от интенсивности пучка для генерации K_L , что приблизительно соответствует квадрату параметра непрямого CP -нарушения $|\eta^{+-}|^2$.

Рождение пучков K_L и K_S [40, 41] происходило в результате взаимодействия протонов одного пучка с энергией 400 или 450 ГэВ (в зависимости от сеанса), выведенного из ускорителя SPS CERN, расщепленного искривленным кристаллом, с двумя различными мишенями. Одновременная генерация двух каонных пучков обеспечивала их примерно одинаковую чувствительность к вариациям интенсивности первичного протонного пучка и позволяла сохранять отношение их интенсивностей достаточно стабильным (в пределах $\pm 10\%$).

Схема пучков показана на рис. 4. Первичный пучок протонов высокой интенсивности (около $2,4 \cdot 10^{12}$ протонов за сброс) взаимодействовал с мишенью K_L . Пучок перед столкновением отклонялся вниз, и соударение происходило под углом 2,4 мрад к оси пучка K_L (номинальная ось этого пучка принята в эксперименте в качестве оси Z системы координат, ось Y направлена вверх параллельно направлению магнитного поля в анализирующем магните спектрометра, ось X — вправо, если смотреть по направлению пучка K_L). Заряженные частицы, рожденные на мишени, выводились из

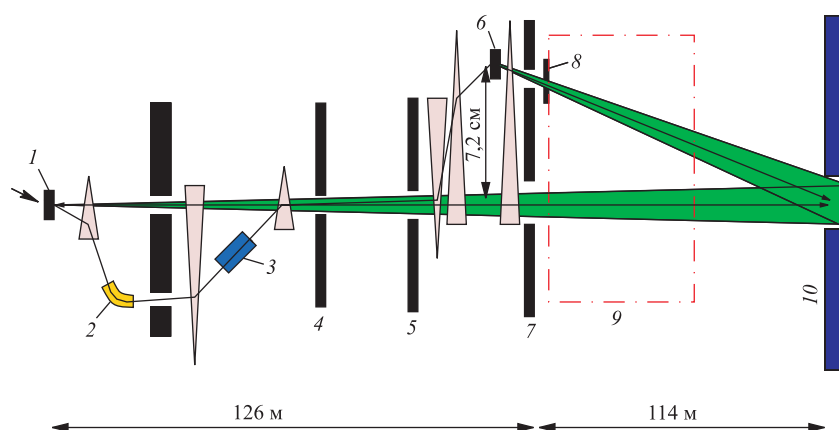


Рис. 4. Схема синхронных пучков K_L и K_S в эксперименте NA48 [38]: 1 — мишень K_L ; 2 — искривленный монокристалл; 3 — отмеччик пучка K_S ; 4 — определяющий коллиматор; 5 — коллиматор очистки; 6 — мишень K_S ; 7 — последний коллиматор; 8 — ветвь ранних распадов в пучке K_S (AKS); 9 — распадный объем; 10 — детекторная установка NA48

пучка дипольным магнитом, а первичные протоны отклонялись вниз. Затем нейтральный пучок проходил три стадии коллимации и направлялся в распадный объем, который начинался примерно в 126 м от мишени K_L . На таком расстоянии нейтральный пучок в основном состоял из долгоживущих каонов, нейтронов и фотонов, не считая нейтрино.

Протоны, не испытавшие взаимодействия в мишени K_L , направлялись на механически искривленный монокристалл кремния [42], размещенный ниже оси пучка K_L . Малая доля ($\approx 3 \cdot 10^{-5}$) протонов удовлетворяла условиям каналирования в кристалле и отклонялась вверх, после чего их путь был параллелен оси Z и очень близок к ней. Этот пучок направлялся через последовательность квадрупольных магнитов с тем, чтобы вблизи распадного объема обеспечить его столкновение с мишенью K_S (номинальное положение которой вдоль оси Z было принято в качестве начала системы координат), аналогичной K_L -мишени. Отклоняющий магнит очищал пучок рожденных на мишени K_S частиц от заряженной компоненты, а последний коллиматор выделял нейтральный пучок, направленный под углом 4,2 мрад вниз в плоскости $Y0Z$ по отношению к падающему протонному пучку.

Двухпионные распады из этого пучка были почти исключительно распадами K_S благодаря, во-первых, большой разнице во временах жизни долгоживущих и короткоживущих каонов, а во-вторых, благодаря малой вероятности таких распадов для K_L (они являются результатом непрямого нарушения CP -симметрии).

Распадный объем начинался в 6 м от мишени K_S . Здесь пучки K_S и K_L выходили из двух апертур последнего коллиматора в общую область распадов. Мишень K_S и система коллиматоров были ориентированы таким образом, чтобы пучок K_S был направлен в условный центр установки, обеспечивая пересечение осей двух пучков (K_S и K_L) в этой точке под углом около 0,6 мрад.

Для идентификации распадов в пучке K_S применялась специальная «станция мечения пучка». Она размещалась после каналирующего кристалла на пути протонов, направляемых на мишень K_S . Станция мечения состояла из двух «лестниц» сцинтилляторов (горизонтальной и вертикальной) [43]. Узкие сцинтилляторы, на которые была разделена станция мечения, позволяли справиться с большой загрузкой в пучке за счет его распределения по разным сцинтилляторам. Сцинтилляторы вертикальной и горизонтальной лестниц перемежались вдоль направления пучка. Каждая из «лестниц» контролировала весь пучок без щелей благодаря тому, что последовательно расположенные сцинтилляторы частично перекрывались. Система сбора данных станции обеспечивала общую частоту считывания до 1 ГГц, что позволяло с высокой эффективностью «метить» каждый протон в пучке, генерирующем пучок K_S .

Начало распадного объема для пучка K_S определялось «антисчетчиком K_S » (AKS), который размещался на выходе последнего коллиматора пучка K_S . Он состоял из иридиевого конвертора фотонов толщиной $1,8t_0$ [44] и трех сцинтилляционных счетчиков и был предназначен для того, чтобы исключить регистрацию распадов каонов, произошедших до него.

Весь распадный объем размещался в вакуумной емкости, а сквозь детектор пучки проходили в вакуумной трубе диаметром 16 см.

Два пучковых счетчика использовались для измерения интенсивности пучков. Один из них был расположен в самом конце пучкового канала K_L (монитор K_L), а другой (монитор K_S) находился в станции мишени K_S .

3.2. Детекторы. Схема расположения основных детекторов установки показана на рис. 5. Семь кольцевых систем антисчетчиков окружали распадный объем, чтобы регистрировать частицы, выходящие за пределы установки.

Характеристики заряженных продуктов распадов измерялись магнитным спектрометром. Он размещался в резервуаре, заполненном гелием при атмосферном давлении, расположенном за вакуумной емкостью распадного объема вдоль оси пучка K_L и отделенном от него тонким ($0,003t_0$) кевларовым окном.

Две дрейфовые камеры (DCH1 и DCH2) были размещены перед центральным дипольным магнитом, еще две (DCH3 и DCH4) — после него вдоль оси Z (1–4 на рис. 5).

Дрейфовые камеры имели форму восьмиугольников шириной 2,9 м [45, 46]. Каждая камера состояла из четырех пар плоскостей чувствительных проволочек. Первая из этих пар имела проволочки, натянутые вертикально,

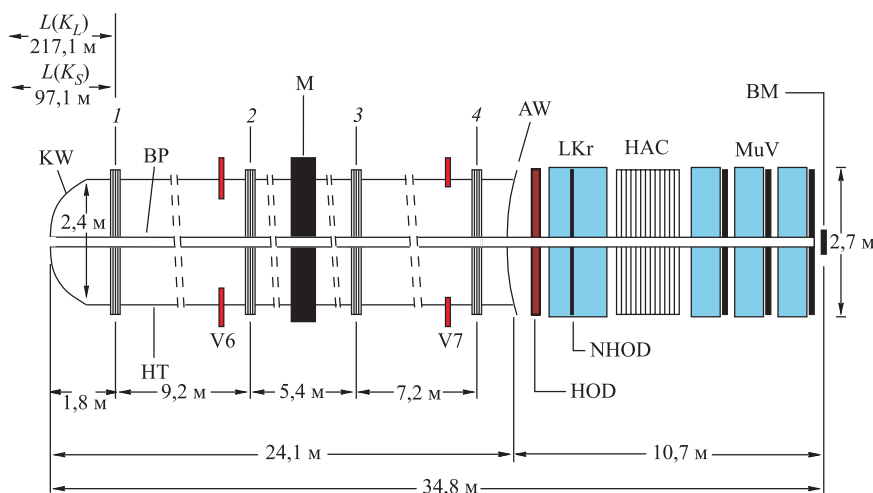


Рис. 5. Схема установки NA48 [38]. KW — кевларовое окно; BP — вакуумная пучковая труба; 1–4 — дрейфовые камеры спектрометра; HT — объем детектора, заполненный гелием; V6, V7 — последние из счетчиков вето; M — магнит спектрометра; AW — алюминиевое окно; HOD — годоскоп заряженных частиц; NHOD — годоскоп нейтральной компоненты; LKr — жидкокриптонный калориметр; HAC — адронный калориметр; MuV — мюонное вето; BM — монитор пучка

и позволяла измерить X -проекцию точки пересечения заряженной частицы с плоскостью камеры. Проволочки второй пары располагались горизонтально и обеспечивали измерение проекции Y . Далее следовали две пары плоскостей, ориентированных под углом 45° к вертикали, которые измеряли так называемые проекции U и V . Это позволяло реконструировать заряженные треки без неоднозначностей, а также минимизировать влияние неэффективности проволочек на реконструкцию траекторий благодаря наличию избыточной информации.

Измерения средней эффективности срабатывания каждой плоскости показали, что она лучше 99% и характеризуется однородностью по расстоянию от центра пучка не хуже $\pm 0,2\%$.

Интеграл магнитного поля спектрометра вдоль оси пучка K_L обеспечивал изменение поперечного импульса заряженных частиц в горизонтальной плоскости между второй и третьей камерами на $265 \text{ МэВ}/c$. Шкала измеренных импульсов была настроена путем калибровки по реконструированной массе распадов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Положение трека реконструировалось в обеих проекциях с точностью 100 мкм, что обеспечило разрешение по импульсу $\sigma(p)/p = (0,48 \pm 0,009 \times p)\%$. Соответствующее разрешение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$ составило $2,5 \text{ МэВ}/c^2$.

Непосредственно за спектрометром вдоль оси Z размещался сцинтилляционный годоскоп, используемый для выработки триггерного решения, а также измерявший время прохождения заряженных частиц с точностью 0,15 нс. Он имел две плоскости, состоящие из горизонтальных и вертикальных полос, объединенных в четыре квадранта, каждый из которых, в свою очередь, секционировался на 4 субквадранта. Быстрая логика комбинировала сигналы с субквадрантов, которые использовались в триггере.

За годоскопом сцинтилляционных счетчиков располагался жидкокриптонный калориметр (ЛКг), который использовался для регистрации фотонов и электронов, а также для выработки триггерного сигнала. Он представлял собой уникальный квазигомогенный детектор электрон-фотонных каскадов (ЭФК) с активным объемом примерно в 10 м^3 жидкого криптона, обеспечивший надежное выделение наиболее сложных для регистрации распадов $K_{S,L} \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ с низким уровнем фона. Поперечное сечение калориметра делилось на 13248 ячеек размером $2 \times 2 \text{ см}$, перекрывающих большую часть апертуры установки.

Внутренняя структура ЛКг, формирующая ячейки, состояла из лент-электродов размерами $10 \text{ мкм} \times 18 \text{ мм} \times 125 \text{ см}$, изготовленных из сплава Cu–Be–Co. Они ограничивали собой ячейки, похожие на усеченные пирамиды с вершинами, сходящимися в середине распадного объема [47] (проектная геометрия калориметра). Поперечное сечение калориметра приблизительно заполняло равносторонний восьмиугольник с радиусом описанной окружности 1,2 м. Глубина калориметра составляла $27t_0$ (1,25 м жидкого криптона), поэтому он практически полностью поглощал ЭФК с энергиями до 100 ГэВ. Вся структура размещалась в большом цилиндрическом криостате с отверстием вдоль оси, позволяющим пропустить вакуумную трубу с пучком.

Поперечная однородность отклика калориметра после калибровки была доведена до 0,15 %. Разрешение по энергии калориметра было измерено путем сопоставления энерговыделений в нем контрольных электронов с их измеренными спектрометром импульсами и составило [38]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(3,2 \pm 0,2) \%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(9 \pm 1) \%}{E} \oplus (0,42 \pm 0,05) \% \quad (27)$$

Энергетический отклик был линейным с точностью 0,1 % для γ -квантов с энергиями 5–100 ГэВ. Для фотонов с энергией выше 25 ГэВ разрешение по поперечному положению было лучше 1 мм в обоих направлениях, а разрешение по времени сигнала фотона — порядка 0,5 нс в интервале энергий от 3 до 100 ГэВ.

Размещенный за ЛКг адронный калориметр использовался для измерения энерговыделения адронов, а также для измерения полного энерговыделения (совместно с ЛКг), необходимого для некоторых триггерных сигналов. Кало-

риметр состоял из последовательных слоев железа и сцинтилляторов и имел глубину в 6,7 длин ядерного взаимодействия.

Далее по направлению пучка размещалось мюонное вето — последовательность мюонных счетчиков, используемая для идентификации мюонов и тем самым позволяющая выделять распады $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ ($K_{\mu 3}$). Три плоскости сцинтилляторов вето были прослоены железными блоками толщиной по 80 см каждый.

3.3. Триггеры. Поток частиц, достигавших детекторов, составлял 400–500 кГц. Система триггеров была разработана таким образом, чтобы снизить поток событий для сбора данных до уровня в несколько кГц.

Триггер для регистрации распадов $K \rightarrow \pi^0\pi^0$ [48] работал на основе аналогового суммирования сигналов от групп ячеек жидкокриптонового калориметра. Для срабатывания триггера требовалось, чтобы энерговыделение в LKг было больше 50 ГэВ, радиус центра тяжести энерговыделения находился в пределах пучковой вакуумной трубы и чтобы расстояние от начала распадного объема до точки распада соответствовало не более чем 5-кратному времени жизни короткоживущего каона $5\tau_S$. Другое требование, ограничивающее число пиков (менее 6 пиков) в пределах 9 нс в обеих проекциях, помогало снизить фон от распадов $K_L \rightarrow 3\pi^0$.

Триггер для распадов каонов на $\pi^+\pi^-$ представлял собой двухуровневую триггерную систему. На первом уровне поток событий понижался до 100 кГц согласно требованию срабатывания годоскопа в двух противоположных квадрантах, наличия трех попаданий в первой камере спектрометра и превышения суммарного энерговыделения в 35 ГэВ в электромагнитном и адронном калориметрах.

Второй уровень триггера для распадов каонов на $\pi^+\pi^-$ [49] состоял из аппаратных вычислителей координат и фермы асинхронных микропроцессоров, которая реконструировала треки на основе информации со спектрометра. Триггер срабатывал, если выполнялись условия реконструкции эффективной массы каона в предположении, что треки соответствуют заряженным пионам.

Время для извлечения информации из кольцевых буферов системы считывания данных спектрометра в триггер второго уровня было ограничено. Это приводило к мертвому времени и связанной с ним потере 1,1% событий в 1998 и 1999 гг. и 0,3% в 2001 г. [50]. Кандидаты в распады $K_{S,L} \rightarrow \pi^0\pi^0$ отбрасывались, если попадали в мертвое время триггера, предназначенного для регистрации распадов $K_{S,L} \rightarrow \pi^+\pi^-$, что гарантировало соблюдение принципа синхронного сбора распадов этих двух мод.

3.4. Реконструкция и отбор распадов каонов на два нейтральных пиона. Реконструкция событий $K_0 \rightarrow 2\pi^0$ была полностью основана на данных жидкокриптонового калориметра LKг. Фотонные ливни обнаруживали путем поиска пространственно-временных максимумов (кластеров) в оцифрованных сигналах индивидуальных ячеек, которые содержали основную часть

своей энергии в пределах радиуса в 11 см. Положение ливня вычислялось как центр тяжести энерговыделения в области 3×3 центральные ячейки.

Перекрывающиеся в пространстве ливни разделялись с использованием ожидаемых поперечных распределений, полученных на основе расчетов методом Монте-Карло и результатов измерений на электронном монохроматическом пучке. Поправка на остаточную нелинейность измерения энергии вычислялась из параметризации зависимости среднего отношения $E_{\text{LKг}}/P_{\text{ДСН}}$ (где $P_{\text{ДСН}}$ — импульс заряженной частицы, измеренный спектрометром, а $E_{\text{LKг}}$ — энергия кластера LKг, ассоциированного с этой заряженной частицей) для электронов из распадов K_{e3} .

Для кандидатов в распады $K_0 \rightarrow 2\pi^0$ отбирались только кластеры с энергией между 3 и 100 ГэВ, расположенные не ближе 15 см к центру калориметра, не ближе 11 см к его внешним границам и не ближе 2 см к любой неисправной ячейке.

Каждая совокупность четырех кластеров с временами не далее 5 нс от их среднего времени рассматривалась как кандидат на распад $K_{L,S} \rightarrow \pi^0\pi^0$. Накладывалось требование минимального расстояния в 10 см между ливнями, чтобы обеспечить правильное разделение энерговыделения между ними.

Расстояние d между вершиной распада и калориметром LKг вычислялось на основе энергий E_i и координат (x_i, y_i) четырех ливней в предположении, что они являются продуктами распада частицы с массой нейтрального каона m_K , летящей вдоль оси пучка [37]:

$$d = \frac{\sqrt{\sum_i^4 \sum_{j>i}^4 E_i E_j ((x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2)}}{m_K}. \quad (28)$$

Для этого расстояния было получено разрешение ≈ 50 см [37]. Продольная координата вершины распада z равна $z_{\text{LKг}} - d$. Инвариантная масса каждой пары фотонов $m_{\gamma\gamma}$ вычислялась как

$$m_{\gamma\gamma} = \frac{\sqrt{E_1 E_2 ((x_1 - x_2)^2 - (y_1 - y_2)^2)}}{d}. \quad (29)$$

Две измеренные массы $m_{\gamma\gamma}$, соответствующие распавшимся нейтральным пионам (m_1 и m_2), антикоррелированы. Чтобы найти наилучшую комбинацию, использовалась величина χ^2 , зависящая от нескоррелированных переменных:

$$\chi^2 = \left(\frac{\frac{m_1 + m_2}{2} - m_{\pi^0}}{\sigma_+} \right)^2 + \left(\frac{m_1 - m_2}{2\sigma_-} \right)^2, \quad (30)$$

где σ_+ и σ_- — соответствующие разрешения, параметризованные как функции энергии наименее энергичного фотона. Их средние значения составили: $\sigma_+ = 0,42$ МэВ/ c^2 и $\sigma_- = 0,83$ МэВ/ c^2 [38].

Поскольку электроны и фотоны имеют разные потери энергии, окончательная настройка энергетической шкалы выполнялась с использованием фотонов. Шкала энергии прямо связана со шкалой расстояния (28). Она была подогнана с точностью 3 см путем сравнения среднего значения положения распада $K_S \rightarrow 2\pi^0$ в области АКС с результатом расчета методом Монте-Карло [38]. Настройка энергетической шкалы была выполнена отдельно для каждого периода сеанса.

Полное число отобранных K_L малочувствительно к масштабу шкалы расстояний, потому что их геометрическая эффективность слабо зависела от продольного положения вершины. Для распадов K_S начало распадного объема определялось положением счетчика АКС. Конец распадного объема для них был выбран на расстоянии $3,5\tau_S$ от АКС вдоль оси пучка. Смещение этой границы на 3 см, соответствующее точности настройки энергетической шкалы, могло привести к ошибке в $2 \cdot 10^{-4}$ в оценке числа распадов.

Остаточное отклонение от нелинейности измерения энергии фотона параметризовалось как $\Delta E = \alpha + \beta E^2 + \gamma r E$, где E — энергия фотонного ливня, а r — расстояние от фотона до центра калориметра на его передней плоскости. Верхние пределы для каждого из коэффициентов (α, β, γ) оценивались на основе наблюдаемых нелинейностей в распадах K_{e3} , в распадах $K \rightarrow 2\pi^0, 3\pi^0$, а также в распадах π^0 и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, генерируемых в пучке π^- . Чувствительность двойного отношения R к нелинейностям определялась путем модифицирования реконструированных энергий в расчете методом Монте-Карло.

Фоторождение адронов в жидком криптоге создавало значительные асимметричные негауссовские хвосты в распределениях измеренных энергий фотонов с вероятностью примерно $3 \cdot 10^{-3}$ [38]. Эти хвосты были параметризованы с использованием электронов и γ -квантов из распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, а затем учтены при моделировании эксперимента методом Монте-Карло.

Единственным распадом, вносящим вклад в фон для сигнала $K_0 \rightarrow 2\pi^0$, были распады $K_L \rightarrow 3\pi^0$. Их вклад подавлялся благодаря требованию отсутствия дополнительных ливней в LКг с энергией выше 1,5 ГэВ в интервале ± 3 нс от времени события. Остаточный фон состоял из событий с незарегистрированными фотонами, а также с «наложенными» фотонами от случайных совпадений распадов во времени.

Дальнейшее подавление фона было достигнуто за счет такого ограничения на величину χ^2 (30), которое соответствовало $\sim 3,7\sigma$ разрешения по массе $m_{\gamma\gamma}$. Потери событий из-за применения этого условия отбора были вызваны в основном конверсией фотонов и составляли примерно 7% [38]. Вклад остаточного фона вычислялся на основе сравнения свойств экспериментальных данных в контрольной области больших значений χ^2 для распадов K_L и K_S с соответствующими распределениями, полученными методом Монте-Карло.

В пучке K_S четырехфотонные события были почти исключительно обусловлены распадами $K_S \rightarrow 2\pi^0$. Поэтому для K_S контрольная область содержит в основном события, у которых отклик калориметра оказался далеко от нескольких стандартных отклонений гауссовского распределения по причине распадов пионов с конверсией фотонов или из-за фоторождения адронов в LКг. Эти процессы учитывались в результате моделирования.

В первом приближении фон к сигналу K_L от распадов $K_L \rightarrow 3\pi^0$ был распределен равномерно в плоскости, образуемой координатами двух масс пионов ($m_1 \times m_2$), вследствие его комбинаторного происхождения. Переменная χ^2 была определена таким образом, что ее равные интервалы соответствовали равной площади в плоскости ($m_1 \times m_2$), что позволяло делать почти равномерную экстраполяцию фона в область сигнала. Уточняющий множитель для этого фона ($1,2 \pm 0,2$) был получен из результатов моделирования распадов $K_L \rightarrow 3\pi^0$ [38]. Оцененный таким образом вклад фона ($\sim 6 \cdot 10^{-4}$) вычитался из количества кандидатов в распады $K_L \rightarrow 2\pi^0$ отдельно в каждом интервале по энергии каонов.

3.5. Реконструкция и отбор распадов каонов на два заряженных пиона.

События $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ реконструировались по траекториям, восстановленным с использованием дрейфовых камер спектрометра (DCH1–DCH4) (см. рис. 5). Положение вершины распада вычислялось для каждой пары траекторий с противоположными знаками заряда после поправки на малое остаточное поле, вызванное намагниченностью вакуумной емкости ($\approx 2 \cdot 10^{-3}$ Тл · м). Разрешение по восстановленной координате Z вершины составляло около 50 см, в то время как разрешение по восстановленным поперечным координатам (X и Y) составляло приблизительно 2 мм [38]. Для анализа использовались только траектории с импульсом выше 10 ГэВ, не попадающие в неэффективную область центров всех камер, окружающую вакуумную трубу. Отбирались пары траекторий с наименьшим расстоянием между ними, не превышающим 3 см. Также требовалось, чтобы экстраполированные траектории пересекали чувствительные области калориметра и мюонного вето, обеспечивая тем самым возможность идентификации как электронов, так и мюонов.

Время события распада каона на $\pi^+\pi^-$ определялось на основании информации о срабатываниях сцинтилляционного годоскопа, ассоциированных с траекториями заряженных пионов.

Для вычисления энергии каона использовалась величина угла θ между двумя траекториями, измеренная до их прохождения области магнита спектрометра, и отношение между их импульсами p_1 и p_2 в предположении о применимости кинематики распада $K \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Пределы энергетического спектра и область распадного объема определялись так же, как и для распадов каонов на $\pi^0\pi^0$. При этом с помощью специальной поправки было учтено различие в срабатывании АКС на γ -кванты и заряженные частицы. Дело в том, что заряженные пионы вызывали свечение

сцинтиллятора и срабатывание вето даже в тех случаях, когда распад нейтрального каона происходил после иридиевого конвертора АКС, если пионы проходили хотя бы некоторый путь внутри сцинтиллятора. В то же время для обнаружения распада каона на нейтральные пионы было необходимо, чтобы γ -кванты прошли и некоторый путь внутри конвертора перед попаданием образованных ими электронов и позитронов в сцинтиллятор. Это приводило к тому, что для заряженных распадов распадный объем эффективно начинался на $(2,2 \pm 0,1)$ см дальше по оси Z , чем для нейтральных [38].

Проверка шкалы расстояний путем сопоставления результатов измерений координат распадов в области счетчика АКС с его номинальным положением привела к коррекции для двойного отношения R в размере $(2 \pm 2) \cdot 10^{-4}$, что соответствует сдвигу измеренного положения АКС на 2,5 см [38].

Для того чтобы исключить фон от распадов $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ в сигнале $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, было наложено ограничение на асимметрию импульсов треков, одинаковое для событий из пучков K_L и K_S .

В распадах $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ основной вклад в фон вносят полулептонные распады K_{e3} и $K_{\mu3}$. Вклад K_{e3} подавлялся в результате ограничения на величину отношения $E_{LKr}/P_{ДСН}$. Вклад $K_{\mu3}$ подавлялся с помощью мюонного вето. Сигналы мюонного вето ассоциировались с треками, если совпадали с ними по времени в пределах ± 2 нс.

Оба этих условия отбора накладывались также и на кандидаты в K_S , чтобы симметризовать потери событий $\pi^+\pi^-$ с большим энерговыделением в электромагнитном калориметре и событий, сопровождающихся распадом $\pi \rightarrow \mu\nu$.

Дальнейшее подавление вкладов полулептонных распадов достигалось в результате выполнения требования, чтобы инвариантная масса $m_{\pi\pi}$ находилась в пределах 3σ вокруг номинальной массы каона. При этом разрешение σ определялось как функция энергии каона. Это условие отбора позволяло отбрасывать также все распады прямого излучения $\pi\pi\gamma$ [51], присутствующие только в пучке K_L . Большинство распадов с внутренним тормозным излучением в данном отборе не отбрасывалось, однако их вклад симметричен для K_L и K_S . Эта симметрия проверялась путем моделирования методом Монте-Карло, и проверка показала, что симметрия сохраняется с точностью лучше 10^{-4} [38].

Недостающий импульс, уносимый недетектируемым нейтрино в полулептонных распадах, отражается в поперечном импульсе оставшейся пары заряженных частиц, и его можно использовать для дальнейшего подавления фона от этих распадов. Фон от полулептонных распадов подавлялся путем ограничения на поперечную компоненту импульса p'_T , разрешение по которой было одинаково для распадов в пучках K_L и K_S . Этим условием отбрасывалась основная часть фона, остающегося после ограничения на массу $m_{\pi\pi}$, при незначительных потерях событий $\pi^+\pi^-$.

Для того чтобы учесть остаточный фон от распадов K_{e3} и $K_{\mu3}$, были выбраны две контрольные области. Первая была заполнена преимущественно событиями K_{e3} , а вторая содержала примерно равное количество событий K_{e3} и $K_{\mu3}$. Для имитации распределения фона в контрольных и сигнальной областях события фона отбирались в соответствии с теми же условиями отбора, что и события сигнала, за исключением двух критериев, специфичных для каждого вида фона. События K_{e3} были отобраны с ограничением на отношение $E_{LKT}/P_{ДСН} > 0,95$, а для отбора $K_{\mu3}$ требовалось срабатывание мюонного вето. Суммарный вклад фона в измеряемом количестве событий $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ составил величину $\sim 17 \cdot 10^{-4}$ [38].

Поправка на фон для этих распадов оценивалась путем вычисления вкладов фоновых компонент, распределения которых по массе и поперечному импульсу в линейной комбинации с распределением событий K_S описывали наблюдаемые распределения для K_L .

3.6. Поправка на рассеяние в коллиматоре. Пучок K_L ограничивался и очищался системой из трех коллиматоров. Гало пучка в основном состояло из событий, испытавших двойное рассеяние на коллиматорах. В отличие от пучка K_S в пучке K_L ограничение на p'_T приводило к отбрасыванию большего числа событий с рассеянием на коллиматорах, чем ограничение на радиус центра тяжести. При этом ограничение на p'_T применялось только к событиям $\pi^+\pi^-$, что смещало измеряемое двойное отношение R .

Поправка на эту асимметрию вычислялась с помощью событий — кандидатов в $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ с ограничением на p'_T , противоположным тому, что применяется для отбора событий сигнала. Распады на $\pi^+\pi^-$ с рассеянным каоном идентифицировались среди них по инвариантной массе $m_{\pi^+\pi^-}$. При этом вычитался фон, представляющий собой гладкое распределение по $m_{\pi^+\pi^-}$.

Поскольку такие события не отбрасываются в распадах $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, применялась соответствующая поправка к результату, рассчитанная независимо в каждом энергетическом интервале.

3.7. Мечение пучка K_S . Для того чтобы определить пучок, в котором произошел распад каона, использовалась информация со специальной станции мечения пучка, которая с достаточной степенью достоверности регистрировала протоны, в последующем столкновении которых с мишенью рождались частицы пучка K_S . Условно считалось, что распад произошел в пучке K_S , если обнаруживалось совпадение с точностью ± 2 нс между временем события и временем регистрации протона, измеренного станцией мечения пучка (с учетом соответствующих задержек). На рис. 6 приведены распределения по разности между временем события и ближайшим временем регистрации протона dt_T для распадов $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ из пучков K_S и K_L . Для заряженной моды распада пучок надежно определялся по координате Y вершины распада (поскольку пучки хорошо разделялись в начале распадного объема), что и было использовано для идентификации пучка при построении этих распреде-

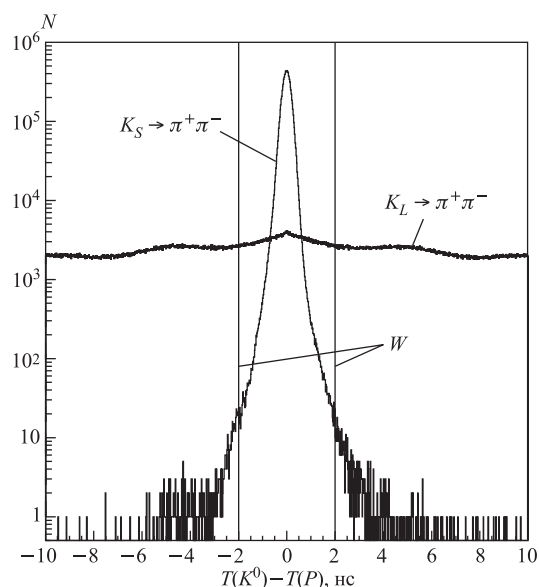


Рис. 6. Распределения по отклонению времени регистрации протона от времени распада каона на $\pi^+\pi^-$ для пучков K_S и K_L , идентифицированных по координатам реконструированной вершины [38]. W — временной интервал совпадения, использованный при анализе данных

лений. Для нейтральной моды распада поперечные координаты вершины не могут быть измерены, и, следовательно, идентификация возможна только с помощью мечения пучка. Поэтому для симметризации ошибок идентификации отбор событий распадов K_S и K_L производился на основе мечения пучка для обоих случаев: как для распадов каонов на $\pi^+\pi^-$, так и для распадов на $\pi^0\pi^0$. При этом возможны ошибки идентификации пучка двух типов.

- Распад в пучке K_S может быть приписан пучку K_L . Такая ошибка может быть вызвана неэффективностью мечения, соответствующей «хвостам» распределения по dt_T для распадов K_S (см. рис. 6). Ее вероятность α_{SL} достаточно мала ($\approx 10^{-4}$), но ее значение, вообще говоря, может быть различным для нейтральной и заряженной мод распада, поскольку времена событий для них вычисляются на основе информации от разных детекторов.

- Распад в пучке K_L может быть приписан пучку K_S . Эта ошибка может происходить из-за случайного совпадения между временем события и временем регистрации протона из пучка K_S в пределах принятого для отметки временного окна. Ее вероятность обозначим как α_{LS} . Она зависит только от потока протонов, пролетающих через станцию мечения, поэтому

в первом приближении она одинаково влияет на распады каонов на $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$. Ее величина для распада на $\pi^+\pi^-$ при выбранном в эксперименте временном диапазоне совпадения была измерена с точностью порядка 0,01 % и варьировалась в разных сеансах от 8,115 до 11,19 % [37–39].

Неэффективность мечения K_S , обозначенная выше как α_{SL} , может быть точно измерена для распада каонов на $\pi^+\pi^-$, поскольку в этом случае определить пучок, в котором произошел распад, можно по результатам реконструкции Y -координаты вершины. У идентифицированных таким образом распадов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ доля событий с разностью dt_T , оказавшейся за пределами интервала совпадения ± 2 нс, была равна $(1,63 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ для данных сеансов 1998–1999 гг. [38].

Для того чтобы измерить часть неэффективности, связанную с реконструкцией времени события в случае нейтральной моды распада, была использована большая статистика распадов K_S и K_L на $2\pi^0$ и $3\pi^0$, в которых один из фотонов испытал конверсию в электрон-позитронную пару на веществе установки. Эти данные позволяют точно определить абсолютное значение неэффективности отметки пучка в случае нейтральной моды α_{SL}^{00} , которая для данных 1998–1999 гг. оказалась равной $(1,64 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ [38].

Можно сделать заключение, что видимой разницы в неэффективности мечения между распадами каонов на $\pi^+\pi^-$ и $2\pi^0$ обнаружено не было в пределах точности $\pm 0,5 \cdot 10^{-4}$. Аналогичные оценки для других сеансов также дали совместимый с нулем результат.

Для распадов каонов на $\pi^+\pi^-$ величина α_{LS}^{+-} была измерена с использованием информации о поперечных координатах вершины распада. Но такое прямое измерение невозможно для распадов на $2\pi^0$. Поэтому был применен другой метод измерения разницы $\Delta\alpha_{LS} = \alpha_{LS}^{00} - \alpha_{LS}^{+-}$, определяющей поправку к двойному отношению R . Были отобраны события K_L^{\dagger} , у которых отсутствует метка пучка в интервале ± 2 нс относительно времени события. Для них была вычислена вероятность β_{tag} того, что существует метка пучка в смещенном интервале времени той же ширины. Смещенные интервалы сдвигались вперед или назад от времени события на величину, кратную 5 нс, чтобы учесть временную структуру первичного протонного пучка, имеющую частоту 200 МГц. Поскольку β_{tag} измерялась в ансамбле событий без случайной отметки пучка в центральном окне совпадения, поток протонов для них в целом несколько ниже, чем для полного ансамбля. Это отражается в том факте, что β_{tag} меньше α_{LS} на разницу w ($\sim 10\%$ от α_{LS}). В моде $\pi^+\pi^-$ величина w может быть вычислена путем сравнения α_{LS}^{+-} и β_{tag}^{+-} во всех временных интервалах для K_L , идентифицированных по координатам вершины. Чтобы измерить w для распадов $K_L \rightarrow 2\pi^0$, было сделано предположение, что, хотя эти распады и $K_L \rightarrow 3\pi^0$ не полностью идентичны по механизму мечения пучка, все же различие между α_{LS} и β_{tag} для них является одинаковым.

Измеренная разница $\Delta\alpha_{LS} = (4,3 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$ [38] позволяет сделать вывод, что ансамбли событий $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$ зарегистрированы в условиях несколько различной интенсивности пучка, несмотря на то, что к ним применялись одинаковые критерии отбрасывания при попадании в мертвое время триггера для $K_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Причина этой разницы заключается в более высокой чувствительности триггера и процедуры реконструкции заряженной моды к присутствию случайной активности пучков в детекторе.

3.8. Поправка на различие геометрической эффективности для пучков K_S и K_L . Распределения распадов K_S и K_L вдоль оси пучков существенно различаются из-за разницы средних времен жизни. Чтобы сократить влияние этой разницы, при заполнении всех распределений для K_L каждое событие принималось с весовым фактором $W(t)$, где t — вычисленное на основе импульса и координаты Z распада каона время его жизни [38]:

$$W(t) = \frac{I(t - t_S)}{I(t - t_L)}, \quad (31)$$

где t_S и t_L соответствуют моменту его пролета мимо мишени K_S и моменту рождения на мишени K_L . Функция $I(t)$ описывает интенсивность распадов каонов на два пиона:

$$I(t) = e^{-t/\tau_S} + |\eta|^2 e^{-t/\tau_L} + 2|\eta|D_p \exp\left[-\frac{1}{2}t\left(\frac{1}{\tau_L} + \frac{1}{\tau_S}\right)\right] \cos(\Delta Mt - \phi). \quad (32)$$

Были использованы значения параметров распада каонной системы τ_S , τ_L , ΔM , η и ϕ , представленные PDG [52]. Фактор D_p асимметрии рождения K^0 и \bar{K}^0 был измерен путем фитирования данных в области $E_K > 120$ ГэВ, где интерференционный член существен.

Небольшое различие геометрических эффективностей оставалось из-за несоответствия в поперечных размерах, направлениях и угловых распределениях пучков K_S и K_L . Это различие вычислялось методом Монте-Карло на большой статистике.

3.9. Учет влияния наложений случайной активности установки на регистрируемые события. Основная часть случайной активности установки вызвана распадами в пучке долгоживущих каонов высокой интенсивности. Влияние случайной активности на триггер и мечение пучка полностью учитывалось в описанных выше исследованиях, но ее проявления при отборе событий и влияние на расчет результата потребовали специального изучения. Совпадение во времени отклика установки на продукты посторонних распадов и на «хорошее» событие может вызвать потерю этого события из-за несрабатывания триггера, из-за неудачи реконструкции события или из-за того, что характеристики события вышли за пределы условий отбора данных. Реже такое наложение может вызвать, напротив, учет дополнительного

события, которое было бы отброшено без влияния случайной активности. Кроме того, из-за применения процедуры взвешивания событий K_L их вес может изменяться как следствие поправки измеренного времени жизни.

Покажем в общем виде, как случайная активность может влиять на результат. Предположим, что общий итог ее воздействия может быть представлен как небольшое уменьшение эффективности регистрации установкой каждой из мод распада, пропорциональное интенсивности пучка K_L . Тогда измеренное двойное отношение можно представить следующим образом:

$$R = R_0 \frac{\int I_L A_L^0 (1 - \Lambda_L^0 I_L) dt \int I_S A_S^\pm (1 - \Lambda_S^\pm I_L) dt}{\int I_S A_S^0 (1 - \Lambda_S^0 I_L) dt \int I_L A_L^\pm (1 - \Lambda_L^\pm I_L) dt}. \quad (33)$$

Здесь R_0 — истинное двойное отношение вероятностей распадов; I_L — зависящая от времени интенсивность пучка K_L ; I_S — интенсивность K_S . A_L^0 означает эффективность установки для распада $K_L \rightarrow 2\pi^0$ в отсутствие случайной активности (в пределе очень низкой интенсивности пучка K_L). A_S^\pm , A_S^0 , A_L^\pm — аналогичные эффективности для других мод. Λ_L^0 , Λ_S^\pm , Λ_S^0 , Λ_L^\pm представляют собой соответствующие чувствительности потерь в разных модах к интенсивности пучка K_L .

Если пренебречь возможностью прямой зависимости A_i^j от времени, можно выделить фактор случайной активности установки, зависящий от интенсивностей пучков. Если сохранить в нем только линейные по всем малым параметрам члены, он может быть представлен как следующий множитель для двойного отношения [38]:

$$1 - (\lambda^\pm - \lambda^0) \frac{\langle I \rangle_S - \langle I \rangle_L}{\langle I \rangle} - (\delta\lambda^0 - \delta\lambda^\pm), \quad (34)$$

где $\langle I \rangle_{L,S} = \frac{\int I_{L,S} I_L dt}{\int I_{L,S} dt}$ представляют собой средние интенсивности пучка K_L , «наблюдаемые», соответственно, распадами K_L и K_S ; $\langle I \rangle$ — среднее арифметическое этих двух интенсивностей, $\lambda^{\pm,0} = \frac{1}{2}(\Lambda_L^{\pm,0} + \Lambda_S^{\pm,0})\langle I \rangle$ представляют собой усредненные по двум пучкам относительные потери событий, а $\delta\lambda^{\pm,0}$ — разницы в потере событий между пучками K_S и K_L .

Первое слагаемое после единицы представляет собой эффект различия в вариациях интенсивности двух пучков; он исчезает при полностью пропорциональных изменениях интенсивности K_L и K_S . Второе слагаемое существует даже при полностью синхронных изменениях интенсивностей пучков. Оно отражает «двойную разницу» в чувствительностях эффективностей регистрации для всех мод к интенсивности пучка K_L .

С целью измерения потерь были записаны два ансамбля случайных событий с интенсивностями, пропорциональными частотам срабатывания мониторов каждого из двух пучков. Для изучения результата совпадения случайной

активности с хорошим событием выполнялась процедура расчета отклика всех детекторов на такое комбинированное событие, чтобы получить так называемый оверлей — «наложение» событий. Получение оверлея выполнялось на уровне предварительно обработанного сырого события, и в дальнейшем он подвергался стандартной обработке данных. Таким образом, имитировался эффект удвоения случайной активности установки. К сожалению, при этом удваивались и эффекты шумов в детекторах, не связанные с распадами в пучках. Чтобы этого избежать, было выполнено исследование оверлеев случайных событий с событиями, смоделированными методом Монте-Карло.

В частности, с помощью этого метода была оценена разность средних относительных потерь в распадах каонов на $2\pi^0$ и $\pi^+\pi^-$, которая составила $\lambda^\pm - \lambda^0 = (0,5 \pm 0,1)\%$ [38].

Величина $\frac{\langle I \rangle_S - \langle I \rangle_L}{\langle I \rangle}$ для расчета первого слагаемого (34) оценивалась как относительная разница средних интенсивностей разных видов случайной активности установки для отобранных событий K_L и K_S . При другом способе оценки использовались данные с мониторов интенсивности пучков. Все эти оценки дали совместимый с нулем в пределах $\pm 1\%$ результат.

Причиной возможных эффектов, приводящих к ненулевому значению $(\delta\lambda^0 - \delta\lambda^\pm)$ в выражении (34), может быть небольшое различие в пространственных распределениях интенсивности облучения детекторов установки между пучками K_L и K_S , что может приводить к потерям для K_L и K_S разной доли событий даже при одинаковом в процентном выражении увеличении интенсивности двух пучков. Такие эффекты были оценены путем расчета результата совпадения во времени одного события, записанного по сигналу случайного триггера, и смоделированных событий во всех четырех изучаемых модах: $K_S^{00}, K_L^{00}, K_S^\pm$ и K_L^\pm . Поправка, полученная этим путем, оказалась совместима с нулем, а соответствующая неопределенность в ее оценке учтена в общей систематической ошибке результата.

3.10. Результат измерения $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$. Результаты эксперимента NA48 опубликованы в работах [37–39], а также в многочисленных докладах на международных конференциях. Количество событий (в миллионах), зарегистрированных в сеансах 1997–1999 гг. и 2001 г. и прошедших все критерии отбора, приведены в табл. 5 с учетом вероятности ошибочного мечения пучка K_S .

Таблица 5. Накопленная статистика распадов каонов (в миллионах)

Распад	1997	1998	1999	1998–1999	2001
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	0,489	1,047	2,243	3,290	1,546
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	0,975	1,638	3,571	5,209	2,159
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	1,071	4,541	9,912	14,453	7,136
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	2,087	6,910	15,311	22,221	9,605

Окончательный результат вычислялся отдельно в 20 интервалах по энергии каона от 70 до 170 ГэВ. В каждом из них вычислялось двойное отношение R с применением взвешивания событий K_L в соответствии со временем жизни каждого каона. Все поправки применялись отдельно в каждом энергетическом интервале. Окончательный результат получался путем усреднения логарифмов. Несмотря на значительное число поправок все они оказались значительно меньше, чем отличие непосредственно измеренного двойного отношения от единицы.

После применения всех поправок к двойному отношению результат для сеанса 1997 г. оказался равным [37]:

$$R = 0,9889 \pm 0,0027(\text{стат.}) \pm 0,0035(\text{сист.}). \quad (35)$$

При этом окончательный результат для объединенных данных сеансов 1998 и 1999 г. составил [38]:

$$R = 0,99098 \pm 0,00101(\text{стат.}) \pm 0,00126(\text{сист.}), \quad (36)$$

а для сеанса 2001 г., соответственно, [39]:

$$R = 0,99181 \pm 0,00147(\text{стат.}) \pm 0,00110(\text{сист.}). \quad (37)$$

Стабильность результата как функции различных параметров анализа была подвергнута обширному исследованию, в ходе которого не было получено каких-либо указаний на нестабильность измеренных величин двойного отношения.

На завершающем этапе анализа отбор данных, окончательный расчет двойного отношения и всех значимых поправок выполнялся шестью независимыми группами, одна из которых работала в ЛФЧ ОИЯИ, в Дубне.

Результаты измерения параметра $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ в разных сеансах, полученные путем соответствующего пересчета измеренных двойных отношений, приведены в табл. 6 (в единицах 10^{-4}).

Таблица 6. Результаты эксперимента NA48 по измерению $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$, полученные в разных сеансах ([37–39], в единицах 10^{-4})

Сеанс	$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$	Стат. ошибка	Сист. ошибка	Общая ошибка
1997	18,5	4,5	5,8	7,3
1998–1999	15,0	1,7	2,1	2,7
2001	13,0	2,5	2,0	3,1

Все приведенные результаты хорошо согласуются между собой. Систематические ошибки этих результатов содержат скоррелированную компоненту,

оценка которой дала величину $\pm 1,4 \cdot 10^{-4}$. С учетом этого объединенный результат эксперимента NA48, полученный при анализе данных, накопленных в сеансах 1997, 1998, 1999 и 2001 гг., составил следующую величину [39]:

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (14,7 \pm 2,2) \cdot 10^{-4}. \quad (38)$$

4. ИЗМЕРЕНИЕ $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ KTeV (E832)

Техника эксперимента KTeV [53–55] следует идеологии эксперимента-предшественника E731 [32]. На рис. 7 приведена схема двух пучков, называемых «регенерированный» и «вакуумный», проходящих в вакуумном распад-

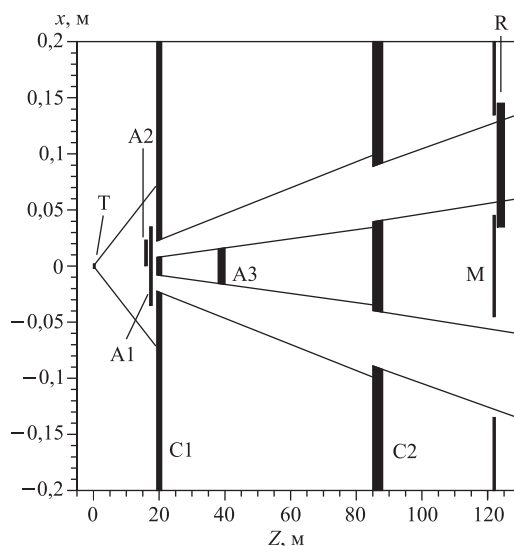


Рис. 7. Пучковый канал эксперимента KTeV [54]: Т — мишень; А1 — общий поглотитель; А2 — подвижный поглотитель; А3 — перекрестный поглотитель; С1 — первичный коллиматор; С2 — определяющий коллиматор; М — «антисчетчик-маска»; R — регенератор

ном объеме. Оба пучка образовывались в процессе взаимодействия протонов с импульсом 800 ГэВ с общей мишенью. Ускоритель тэватрон (Фермилаб) поставлял каждую минуту в течение сброса длительностью 20 с по $3 \cdot 10^{12}$ протонов. При этом пучок имел такую временную микроструктуру, что протоны приходили порциями с шириной ≈ 1 нс с интервалами ≈ 19 нс.

Так называемые очищающие магниты выводили из пучков заряженные частицы. Общий поглотитель, установленный на пути пучка, увеличивал долю

нейтральных каонов по отношению к нейтронам в нейтральных пучках. После каждого сброса пучка ускорителя на мишень (один раз в минуту) толстый пластиковый регенератор, способствующий образованию компоненты K_S в одном из пучков, перемещался, чтобы перекрыть теперь уже другой нейтральный пучок. Это минимизировало влияние на результат возможной лево-правой асимметрии установки и пучкового канала. Вместе с регенератором перемещался специальный подвижный поглотитель, который снижал в 2,3 раза интенсивность каонного пучка, предназначенного для создания компоненты K_S . Пучок, перекрытый регенератором, назывался регенерированным, а не перекрытый — вакуумным. Пучки расходились между собой по мере приближения к установке и полностью разделялись уже в распадном объеме. Все коллиматоры имели по два квадратных отверстия для формирования и очистки пучков.

В регенерированном пучке начало распадного объема определялось модулем из свинцового поглотителя и сцинтиллятора, расположенным на выходе пучка из регенератора. Для вакуумного пучка геометрическая эффективность регистрации распадов, произошедших до номинального начала распадного объема, была подавлена с помощью так называемого «антисчетчика-маски», представляющего собой свинцово-сцинтилляторный счетчик с двумя квадратными отверстиями, каждое на 50 % шире проходящего через него пучка.

Схема установки КТeV приведена на рис. 8. Спектрометр состоял из четырех прямоугольных дрейфовых камер, каждая из которых включала в себя две горизонтальные и две вертикальные плоскости чувствительных проволочек, и большого дипольного магнита, который создавал дополнительный поперечный импульс 0,412 ГэВ/с для заряженных частиц, проходящих вдоль его оси. Объем спектрометра был заполнен гелием. Дрейфовые камеры измеряли поперечные координаты пересечений с траекториями заряженных частиц при типичном разрешении 110 мкм. При этом импульс пиона измерялся с разрешением 0,4 % при среднем его значении 36 ГэВ/с. Для объединения информации о двух проекциях в трехмерную траекторию использовался кластер энерговыделения в электромагнитном калориметре, вызванный соответствующей заряженной частицей. Нейтральные пучки проходили сквозь чувствительные области камер.

Электромагнитный калориметр [56] состоял из 3100 кристаллов высокочистого цезий-йода (CsI), собранных в квадратный в поперечном сечении блок со стороной 1,9 м и глубиной 0,5 м. При этом центральная область калориметра (1,2 × 1,2 м) была заполнена квадратными в сечении кристаллами с поперечными размерами 2,5 × 2,5 см, а периферия состояла из кристаллов с поперечным сечением 5 × 5 см. Два квадратных отверстия со стороной 15 см и с центрами, разнесенными на 30 см по горизонтали, позволяли пропустить нейтральные пучки через калориметр без взаимодействия с плотным веществом. Разрешающая способность по энергии фотонов этого ка-

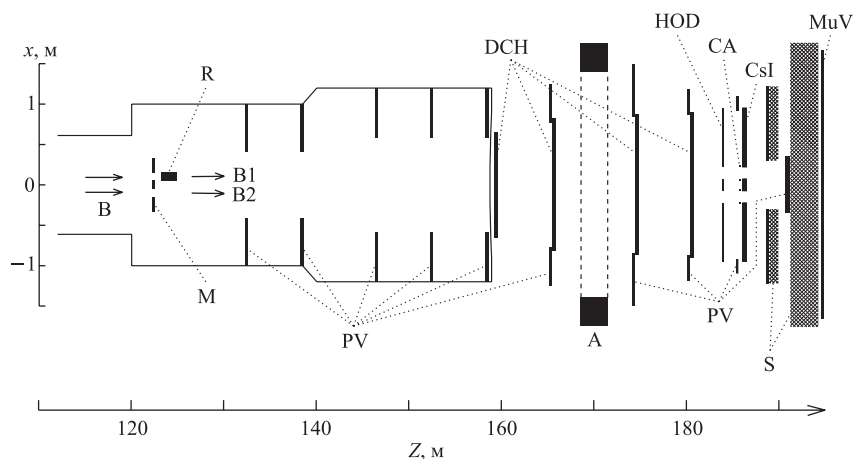


Рис. 8. Вид сверху на установку эксперимента KTeV [54]: В — пучки; B1 — пучок регенератора; B2 — вакуумный пучок; R — регенератор; M — «антисчетчик-маска»; PV — фотонные вето; DCH — дрейфовые камеры; HOD — триггерный годоскоп; CA — «воротничковый антисчетчик»; CsI — электромагнитный калориметр; MuV — мюонное вето; S — стальной поглотитель; A — анализирующий магнит; Z — расстояние от мишени. Вакуумный распадный объем заканчивается на $Z = 159$ м

лориметра определялась выражением $\sigma(E)/E = 2\%/\sqrt{E} \oplus 0,4\%$. Среднее энергетическое разрешение калориметра составляло $0,7\%$ для фотонов со средней энергией 19 ГэВ, образованных при распадах нейтральных пионов. Внутренняя апертура калориметра для фотонов была определена вольфрамосцинтилляторными «воротничковыми антисчетчиками», расположенными вокруг каждого из отверстий. Кроме того, десять свинцово-сцинтилляторных «фотонных вето» детектировали частицы, образованные в распадном объеме и не зарегистрированные калориметром.

Триггерная система была основана на сигналах со сцинтилляционного годоскопа (для распадов на заряженные пионы) или на быстром суммировании энерговыделения в калориметре (для распадов на нейтральные пионы). Для снижения частоты триггеров до приемлемого уровня в 2 кГц прием данных осуществлялся только при отсутствии сигналов вето от регенератора, антисчетчика-маски, части фотонных вето и, наконец, мюонного вето. Кроме того, триггер третьего уровня, реализованный как программа фильтрации данных, блокировал запись событий, не проходящих ослабленные условия отбора.

Были проанализированы события, зарегистрированные в сеансах 1996 и 1997 гг. Общая статистика зарегистрированных распадов приведена в табл. 7.

Таблица 7. Статистика зарегистрированных распадов каонов (в миллионах) в эксперименте КTeV

Распад	Вакуумный пучок	Регенерированный пучок
$K \rightarrow \pi^+ \pi^-$	11,12	19,29
$K \rightarrow \pi^0 \pi^0$	3,35	5,56

Анализ отобранных событий включал процедуру фитирования данных с помощью функции аксептанса, полученной в результате детального моделирования методом Монте-Карло, и расчетных распределений распадов в двух пучках. К измеряемым величинам относились числа наблюдаемых нейтральных и заряженных распадов в регенерированном и вакуумном пучках с продольной координатой вершины распада между 110 и 158 м, с энергиями каонов от 40 до 160 ГэВ в интервалах шириной по 10 ГэВ. Свободными параметрами фита были потоки каонов в интервалах по энергиям, два параметра, описывающих зависимость амплитуды регенерации от импульса, и искомое значение $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$. Разность масс нейтральных каонов и время жизни K_S , используемые при фитировании, были измерены отдельно и не варьировались.

Предварительный результат эксперимента КTeV был получен на основании анализа части статистики, зарегистрированной в 1996 г. [53], он показал довольно большую величину параметра:

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (28,0 \pm 3,0 (\text{стат.}) \pm 2,8 (\text{сист.})) \cdot 10^{-4}, \quad (39)$$

свидетельствующую о неожиданно большом прямом нарушении CP -четности в распадах нейтральных каонов. В дальнейшем этот результат был изменен после перерасчета аксептанса, выполненного методом Монте-Карло. Результат для той же части статистики, приведенный в [54], составил

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (23,2 \pm 3,0 (\text{стат.}) \pm 2,9 (\text{сист.})) \cdot 10^{-4}. \quad (40)$$

Последний из результатов эксперимента КTeV [54], основанный на полной статистике сеансов КTeV 1996 и 1997 гг., показал меньшее значение измеряемого параметра:

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (20,7 \pm 1,48 (\text{стат.}) \pm 2,39 (\text{сист.})) \cdot 10^{-4}, \quad (41)$$

но также однозначно свидетельствовал о наблюдении прямого CP -нарушения в распадах нейтральных каонов. Этот результат был опубликован в том же году, что и последний результат эксперимента NA48.

5. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ПОДХОДОВ И РЕЗУЛЬТАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ В NA48 И KTeV

Несмотря на существенные различия экспериментов NA48 и KTeV общность физической задачи позволяет сопоставить многие компоненты двух установок и методов анализа, чтобы изучить, как одни и те же проблемы решались разными путями.

При сравнении этих двух экспериментов становится очевидно, что стратегия NA48 заключалась в получении как можно более точного значения двойного отношения R уже на этапе первичного анализа данных, с тем чтобы все поправки к нему были достаточно малы и их можно было бы изучать и оценивать отдельно. В частности, для оценки двух различных поправок (на разницу акцептансов и на случайную активность в детекторах) были разработаны две специализированные версии программы моделирования методом Монте-Карло.

В концепции эксперимента KTeV приоритет отдается полному и тщательному универсальному моделированию большинства экспериментальных условий и изучению чувствительности его результатов к вариациям параметров как основному способу оценки систематических ошибок. При этом в ряде случаев приходится полагаться на «скрытое знание», присущее модели, когда не выделенные и не осознанные экспериментатором довольно большие эффекты, тем не менее, правильно учтены в расчетах.

Основными элементами установок в обоих экспериментах являются системы пучков K_S и K_L и детекторы для регистрации их распадов на $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$.

5.1. Сравнение состава каонных пучков. Пучки K_L в обоих экспериментах образовывались достаточно далеко от начала распадного объема (≈ 120 м), чтобы в распадном объеме доминировали двухпионные распады долгоживущего каона с незначительной примесью интерференционного члена для каонов высоких энергий (верхние пределы энергий каонов в двух экспериментах также почти одинаковы: 170 ГэВ в NA48 и 160 ГэВ в KTeV). Однако пучки K_S создавались в двух экспериментах разными путями.

В эксперименте NA48 пучок K_S генерировался в процессе столкновения протонов с мишенью, расположенной непосредственно перед началом распадного объема, в то время как в KTeV короткоживущие каоны образовывались в процессе регенерации в пучке K_L на подвижном регенераторе, перекрывающем один из двух номинально идентичных нейтральных пучков. В обоих экспериментах пучок K_S представлял собой суперпозицию K_L и K_S . В случае NA48 в процессе рождения каонов на мишени возникала некогерентная смесь состояний $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$, каждое из которых, в свою очередь, было суперпозицией $|K_L\rangle$ и $|K_S\rangle$ известного состава. Причем изначально ин-

тенсивности $|K_S\rangle$ и $|K_L\rangle$ были приблизительно равны. Однако источником распадов на два пиона в этом пучке в подавляющем большинстве случаев были короткоживущие каоны (см. п. 3.1). Соответственно, вклад интерференционного члена в этом пучке также был исключительно мал. В результате эксперимент NA48 не был чувствителен к составу рождаемых на мишенях суперпозиций каонов с разной четностью, поскольку в измеряемом двойном отношении происходит сокращение потоков K_S , распадающихся по разным модам.

В эксперименте KTeV состав пучка после регенератора определялся амплитудой регенерации, модуль которой имеет порядок величины всего лишь 0,03. Регенерация приводила к малой добавке состояния $|K_S\rangle$ в системе нейтральных каонов. В результате значительная (по сравнению с требуемой точностью измерения) часть двухпионных распадов в регенерированном пучке происходит от каонных состояний, соответствующих интерференции и K_L , что в конечном счете и приводит к необходимости совместного фита параметров CP -нарушения и параметров регенерации (вид зависимости которой от энергии берется на основе феноменологической модели).

В итоге эксперимент NA48 был обеспечен гораздо более «чистым» пучком K_S , что привело к существенному упрощению анализа и минимизации соответствующих систематических неопределенностей. С другой стороны, необходимость мечения протонов, генерирующих пучок K_S , привела к сложной оценке возможных эффектов, связанных с ошибочным мечением пучка. Однако эффекты мечения хорошо изолированы от работы остальной части установки и были исчерпывающе изучены и измерены с помощью независимых экспериментальных методов.

5.2. Методы учета акцептансов K_S и K_L . В эксперименте NA48 начало распадного объема для всех мод распада было приведено к единой Z -координате, а максимальные значения Z -координат вершин распада определялись ограничением на время жизни каона. Благодаря экспоненциальному характеру зависимостей распределения вероятности распадов от Z -координат их вершин (для долгоживущих каонов — после «взвешивания») чувствительность результата к возможной асимметрии (между разными модами распада) условия на максимальное время жизни каона была невелика. Начало распадного объема для K_S фиксировалось антисчетчиком, а при анализе была учтена небольшая разница в эффективном пространственном положении вето для заряженных и нейтральных распадов. Начало распадного объема для K_L задавалось условием отбора в ходе анализа, при этом чувствительность к различию разрешений в разных модах распада была очень мала из-за того, что распределение по Z вершин регистрируемых распадов K_L в этой области практически равномерное. Методика совмещения распадных объемов для распадов K_L и K_S и процедура «взвешивания» распадов K_L с учетом времен жизни K_L и K_S обеспечивали исключительно близкие акцептансы для двух-

пионных распадов долгоживущих и короткоживущих каонов как функций координаты Z вершины распада.

В эксперименте KTeV начала распадных объемов K_L и K_S не совмещались. События принимались с учетом свободных условий отбора по Z и (в основном варианте анализа) без применения процедуры «взвешивания». Начало распадного объема было выбрано там, где практически не было событий из-за нулевого аксептанса. Для «вакуумного» пучка (не пересекающего регенератор) аксептанс плавно нарастает по мере приближения к антисчетчику-маске, а для регенерированного пучка резко достигает большой величины после прохождения вето регенератора через несколько метров после антисчетчика-маски вдоль пучка. В результате статистические ансамбли событий K_L и K_S представляли достаточно различные области аксептанса установки, который зависит от продольной координаты вершины распада каона. Эта разница учитывалась с помощью точного моделирования методом Монте-Карло работы всех вето регенератора, определяющих начало распадного объема, а также зависимости аксептанса детекторов от продольной координаты распада. Качество моделирования проверялось путем сравнения смоделированных и измеренных распределений событий по Z -координатам вершин распадов.

Методика максимального согласования аксептансов детекторов для двух пучков находится в противоречии с необходимостью различать распады из этих пучков. Выбор NA48 состоял в создании почти перекрывающихся в пространстве пучков K_S и K_L . Это привело к необходимости использования специальной технологии «мечения» пучка протонов, генерирующих K_S , и достаточно сложного анализа ошибок этого мечения (см. п. 3.7). Однако мечение пучка никак не коррелирует с работой других детекторов. Исключение составляют незначительные эффекты смещения статистического ансамбля из-за случайной активности в детекторах, которые тщательно изучались для внесения соответствующих поправок, учитывающих эффекты различия случайной активности для распадов каонов на нейтральные и заряженные пионы. Основное различие аксептансов устранялось путем взвешивания событий в пучке долгоживущих каонов с помощью априорной функции, учитывающей различие распределений распадов K_S и K_L по времени жизни. Остаточное различие оценивалось методом Монте-Карло. При этом оно практически сводилось к различию поперечного положения (не превышающего 7 см на расстоянии 100 м от детектора) и угловых распределений пучков (порядка 0,1 мрад). Это — единственная значительная поправка к результату измерения NA48, связанная с моделированием. Ее величина для $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ в результатах анализа данных сеансов 1998–2001 гг. составила $\approx (-4,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$. Поправка на случайную активность, полученная в отдельном исследовании с помощью оверлейного метода Монте-Карло, оказалась совместима с нулем, и поэтому был учтен только ее вклад в систематическую ошибку результата.

В эксперименте КТеV применялись расходящиеся пучки K_S и K_L (см. рис. 7), оси которых в области детекторов разнесены на 20–30 см. Это позволило с незначительной вероятностью ошибки идентифицировать пучок, в котором произошел распад, по расположению центра тяжести события в области детекторов (для нейтральных распадов) и в области регенератора (для заряженных распадов). С другой стороны, в каждом отдельном сбросе ускорителя два пучка облучали симметричные области установки, которые в реальных условиях имели определенные различия. Возможный эффект асимметрии акцептансов компенсировался сменой положения регенератора раз в минуту (каждый сброс ускорителя), однако условия сбора данных для пучков K_S и K_L оказывались идентичными только в больших масштабах времени в результате усреднения соседних интервалов времени работы ускорителя*. Возможная одновременная асимметрия эффективности установки (априори разная для заряженной и нейтральной мод) и неточная компенсация интенсивностей в соседних сбросах ускорителя в эксперименте КТеV могли приводить к эффекту, смещающему отношение эффективных интенсивностей пучков.

В публикациях по эксперименту КТеV этот эффект второго порядка не рассматривается и считается, что единственным источником смещения отношения интенсивностей вакуумного и регенерированного пучков между двумя сеансами является возможное изменение плотности подвижного поглотителя и регенератора. Тем не менее можно предположить, что сокращение асимметрии акцептансов для двух соседних сбросов ускорителя, усредненной по длительным периодам, должно быть удовлетворительным, подобно тому, как оценка масштаба эффекта разных вариаций интенсивностей пучков K_S и K_L в NA48 привела к пренебрежимо малой поправке.

Таким образом, основа нейтральных пучков в эксперименте КТеV была достаточно хорошо симметризована. Однако применение подвижного поглотителя и регенератора приводило к заметному различию в поперечной геометрии двух нейтральных пучков (как и в NA48). Кроме того, большое различие во временах жизни короткоживущих и долгоживущих каонов учитывалось в КТеV с помощью метода Монте-Карло, что привело к достаточно большой поправке на акцептанс для измеряемой величины $Re(\epsilon'/\epsilon)$: $\approx 85 \cdot 10^{-4}$, 85 % которой вызвано геометрическими причинами, а остальное связано с детальным моделированием параметров детектора (разрешений и откликов). Таким образом, поправка на особенности откликов детектора в эксперименте КТеV втрое превышает самую большую поправку в NA48 на геометрию пучков, которая легко воспроизводится даже при упрощенном моделировании.

*В эксперименте NA48 идентичность условий регистрации K_S и K_L была обеспечена полной синхронностью сбора данных о распадах в двух пучках в каждом сбросе ускорителя.

Можно заключить, что результат КТeV достаточно чувствителен к качеству монте-карловского моделирования, а принцип его измерения дает меньше возможностей для внутреннего сокращения эффектов, искажающих результат.

5.3. Детекторы. В обоих экспериментах для измерения характеристик заряженных распадов использовались магнитные спектрометры с дрейфовыми камерами. В эксперименте КТeV распадный объем находился ближе к спектрометру (его начало — менее чем в 40 м от первой дрейфовой камеры по сравнению с примерно 90 м в эксперименте NA48). Это увеличивало влияние различия в распределениях вершин распадов в двух пучках. С другой стороны, это позволило при похожих поперечных размерах детекторов использовать более сильное магнитное поле (создающее в области магнита спектрометра КТeV поперечный импульс 0,41 ГэВ по сравнению с 0,265 ГэВ в NA48). Поэтому при примерно одинаковой длине спектрометров (≈ 20 м) и сходной точности восстановления поперечного положения трека (≈ 100 мкм) в эксперименте КТeV было достигнуто более высокое разрешение по импульсу $\sigma(p)/p = (0,17 \oplus 0,007 \times p) \%$ (импульс в ГэВ)*.

Спектрометр NA48 измерял в каждой дрейфовой камере четыре проекции трека, что обеспечивало возможность однозначной его реконструкции с использованием только данных спектрометра. В КТeV спектрометр измерял только две проекции, что приводило к необходимости использовать кластеры в калориметре для их связывания в трехмерный трек. Это привело в КТeV к более сложному влиянию работы калориметра и точности его расположения относительно спектрометра на эффективность реконструкции, особенно для случаев вполне вероятного малого энерговыделения от пионов в CsI. Определенное влияние калориметра на реконструкцию заряженных распадов также присутствовало и в NA48 из-за применения (как и в эксперименте КТeV) условия отбора по E_{LKr}/P_{DCH} . Однако в NA48 была возможность проверить эффективности двух основных детекторов по отдельности, тогда как спектрометр КТeV сам по себе не мог обеспечить измерение трека.

Электромагнитный калориметр LKr в NA48 был более однородным из-за единой активной среды (жидкого криптона). Его 13248 ячеек размером 2×2 см были почти идентичны, и данные с них обрабатывались единым образом. В калориметре КТeV было 3100 ячеек, из которых лишь 2232 (центральная область) были сопоставимого с ячейками LKr размера ($2,5 \times 2,5$ см), а остальные имели вдвое большую сторону. Для электронов, попадающих в малые ячейки, разрешение по поперечным координатам составляло 1,2 мм, а для периферийных вдвое больше: 2,4 мм. Практически в соответствии с

*Соответствующее разрешение спектрометра NA48 равно $\sigma(p)/p = (0,48 \oplus 0,009 \times p) \%$ (см. п. 3.2).

соотношением размеров ячеек калориметр NA48 обеспечивал лучшее однородное разрешение в 1 мм по всей плоскости сбора данных. Кроме того, проективная геометрия калориметра NA48 (не имеющая аналога в установке KTeV) позволяла частично скомпенсировать систематическое смещение поперечного положения максимума энерговыделения для частиц, идущих под относительно большими углами. Неявный учет таких эффектов предъявляет дополнительные требования к процессу моделирования в эксперименте KTeV, особенно если учесть, что в обоих экспериментах для ускорения моделирования нейтральных распадов использовались библиотеки ливней, стенированных перпендикулярно продольной оси ячеек (что требует внесения поправки в процессе моделирования для фотонов, идущих под большими углами).

Несмотря на одинаковую радиационную толщину электромагнитных калориметров ($27t_0$ единиц) разрешение по энергии в CsI оказалось несколько лучше ($\sigma(E)/E = 2\%/\sqrt{E} \oplus 0,4\%$ по сравнению с $\sigma(E)/E = 3,2\%/\sqrt{E} \oplus 9\%/E \oplus 0,4\%$ для LKr). Это объясняется тем, что быстрый процесс сцинтилляции позволял даже для больших потоков событий собирать проинтегрированный по времени сигнал, тогда как относительно медленный дрейф электронов в жидкокриптонном калориметре потребовал техники регистрации начального тока, обеспечивающей высокую устойчивость к эффектам наложения сигналов и высокую временную точность калориметра NA48. Вместе с тем наличие в отклике кристаллов CsI медленной компоненты света (≈ 1 мкс) означает повышение чувствительности детектора к наложению на сигнал случайной активности.

Радиационное повреждение кристаллов CsI [57], приводящее к увеличению поглощения ими света с ростом накопленной дозы облучения, требовало точной постоянной перекалибровки калориметра KTeV с использованием процессов K_{e3} . Хотя в эксперименте NA48 также проводилась аналогичная калибровка, ее главной задачей было учесть более слабые температурные вариации характеристик электроники системы считывания.

Таким образом, основные детекторы KTeV обеспечивали несколько лучшее разрешение по энергии регистрируемых частиц, но хуже обеспечивали точность измерения поперечных координат фотонов. Поперечные координаты заряженных частиц измерялись в двух экспериментах с одинаковой точностью. Значительно хуже в установке KTeV выдержана поперечная однородность отклика детекторов из-за неоднородности калориметра, причем это может касаться не только фотонов, но и заряженной моды распада, в реконструкции которой также используются данные калориметра (впрочем, в меньшей степени, поскольку треки заряженных каонов более сконцентрированы в центральной области детекторов, чем треки фотонов).

5.4. Эффекты случайной активности в детекторах. Влияние случайной активности в детекторах NA48 на регистрацию распадов в пучках K_S и K_L было в значительной степени выровнено (и поэтому в основном сокращалось

при вычислении двойного отношения) благодаря тому, что пучки сходились в центре магнитного спектрометра, и продукты распадов из обоих пучков синхронно регистрировались приблизительно одними и теми же областями детекторов. Поэтому, хотя основным источником случайной активности был гораздо более интенсивный пучок K_L , ее совпадение во времени с распадами каонов обоих типов приводило к близким эффектам. Возможные эффекты следующих порядков малости тщательно изучались и оценивались.

В установке KTeV регенерированный и вакуумный пучки расходились на 30 см в области калориметра, из чего следует, что случайная активность, инициированная одним из пучков, оказывала влияние на регистрацию событий из того же самого пучка в большей степени, чем на распады в другом пучке. При этом наличие в регенерированном пучке подвижного поглотителя и самого регенератора делало условия для случайной активности в пучках достаточно асимметричными. Так, неупругие взаимодействия в регенераторе изначально инициировали поток событий, в 100 раз превышающий число полезных событий с когерентной регенерацией каонов, и только с помощью системы вето удавалось снизить долю регистрируемых неупругих взаимодействий до приемлемо низкого уровня.

В целом необходимость массированного применения разнообразных вето в эксперименте KTeV на ранней стадии работы триггеров свидетельствует об изначально более тяжелых фоновых условиях и о большей возможной загрузке детекторов случайной активностью. Тем не менее сами по себе эффекты вето, как правило, в первом приближении сокращаются либо потому, что одинаково подавляют события в обоих пучках (фотонные и мюонное вето), либо потому, что одинаково подавляют нейтральные и заряженные события из одного пучка (система вето регенератора). Однако в эксперименте KTeV можно ожидать наличия асимметрии во втором порядке разложения по вероятности эффектов случайной активности, если калориметр и спектрометр по-разному реагируют на изменение интенсивности этой активности (эта интенсивность заметно различается для регенерированного и вакуумного пучков).

Считается, что эти эффекты были полностью и правильно учтены при расчете методом Монте-Карло и, таким образом, вошли в состав поправки на различие аксептансов.

Можно предположить наличие некоторых эффектов случайной активности, требующих достаточно точного воспроизведения при моделировании для того, чтобы избежать искажения результатов измерения двойного отношения в эксперименте KTeV.

- Неэффективность триггеров для заряженных и нейтральных событий имеет компоненту, связанную со случайной активностью, которая может различаться для распадов в регенерированном и вакуумном пучках. Такое различие, вообще говоря, не одинаковое для нейтральных и заряженных распадов,

может сместить результат на величину порядка остаточного «двойного различия» неэффективностей.

- Эффект «задержанных» попаданий в дрейфовых камерах, вызванный жестким требованием на согласованность времен срабатываний в проволочках на ранней стадии реконструкции треков, резко повышает чувствительность реконструкции в заряженной моде к случайной активности в детекторах. Вероятность этого эффекта повышалась в несколько раз в областях, где пучки проходили сквозь камеры. О масштабе влияния «задержанных» попаданий говорит тот факт, что распады на заряженные пионы, зарегистрированные в 1996 г., были исключены из анализа из-за этих потерь, которые оказались невозможными из-за того, что триггер третьего уровня в KTeV отменял запись не прошедших его отбор событий (в NA48 триггер L3 только отмечал события для записи в потоке полезных событий, но оригинальные данные сохранялись полностью).

- Необходимость использования кластера в калориметре для реконструкции трека в спектрометре, приводящая к повышенной зависимости эффективности реконструкции заряженных распадов от случайной активности в калориметре.

- Применение вето (или условия отбора) на $E_{LКГ}/P_{ДСН}$, которое в отличие от других вето зависит от того, насколько близко к фотонам регистрируемого события проявится случайная активность в калориметре*.

Эффекты вариации отношения интенсивностей регенерированного и вакуумного пучков в публикациях по эксперименту KTeV не рассматриваются, при этом предполагается их сокращение благодаря смене первичного пучка K_L , используемого для создания регенерированного пучка, после каждого сброса ускорителя.

5.5. Статистика и фоновые условия. В обоих экспериментах статистическая точность результата ограничена количеством восстановленных распадов $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$. Как можно увидеть из табл. 5 и 7, суммарная статистика эксперимента NA48 для этой моды распада превышает статистику KTeV более чем в полтора раза. Это отчасти нивелирует потерю в NA48 статистической значимости ансамбля событий K_L , вызванную применением метода «взвешивания» для сокращения основной части эффекта, связанного с различием акцептансов для двух пучков.

Уровень фона в эксперименте KTeV составил около 0,1 % для заряженной моды распада в обоих пучках, но в нейтральной моде он составил почти 0,5 % для вакуумного пучка и более 1,2 % для регенерированного пучка при доминирующем вкладе процессов рассеяния на регенераторе. В NA48 уровень фона для заряженной моды в пучке K_L составил 0,17 %, а для нейтральной

*В NA48 этот эффект измерялся, но его влияние на результат оказалось незначительным.

моды — 0,06 %. В обоих случаях фон состоял преимущественно из известных распадов каонов. Вклад фона в распадах K_S был пренебрежимо мал. Таким образом, фоновые условия эксперимента NA48 были существенно лучше, что объясняется, в основном, наличием очистки и коллимации пучка K_S , аналог которой отсутствовал для регенерированного пучка KTeV. Кроме того, мог играть свою роль и тот факт, что в NA48 нейтральные пучки проходили сквозь детектор по вакуумной трубе, в то время как в KTeV они проходили через газовую среду, а также сквозь дрейфовые камеры и годоскоп после выхода из распадного объема. Разумный уровень фона среди регистрируемых событий в KTeV достигался благодаря системе вето, что, в свою очередь, требовало адекватного моделирования соответствующих условий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$, выполненные в четырех экспериментах: NA31 и NA48 в ЦЕРН и E731 и E832 (KTeV) в Фермилаб (рис. 9), позволили однозначно установить существование прямого CP -нарушения в нейтральных каонах до того, как это явление было обнаружено в каких-либо других процессах. Хотя наиболее точный результат был получен в эксперименте NA48, вклад других экспериментов исключительно важен для получения общей доказательной базы. Так, в эксперименте NA31 было получено первое указание на наличие эффекта. Эксперименты, выполненные в Фермилаб, в итоге привели к близким результатам, хотя и использовали достаточно отличающиеся экспериментальные подходы. Таким образом, спустя более 35 лет после первого наблюдения CP -нарушения в смешивании состояний нейтральных каонов было однозначно установлено явление, в принципе, ожидаемое в рамках Стандартной модели (СМ).

Типичные результаты теоретических оценок $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$, выполненных в последнее время на основе Стандартной модели [23], лежат несколько ниже полученного экспериментального значения, но неопределенности соответствующих расчетов не позволяют говорить о противоречии между экспериментом и СМ. При этом экспериментальные измерения $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ установили новые ограничения на параметры теории, в частности, на величину $|V_{ub}||V_{cb}|\sin\delta$ (см. (26)), описывающую масштаб CP -нарушения в рамках СМ, что привело к ограничениям на рассчитываемые в теории величины для таких эффектов CP -нарушения, как зарядовые асимметрии распадов заряженных каонов, распад $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$, а также для асимметрии в распадах мезонов B^0 и \bar{B}^0 .

К настоящему времени накоплен значительный объем информации о CP -нарушающих процессах в распадах B -мезонов в экспериментах BaBar (SLAC) и Belle (КЕК). Наиболее полно изучены процессы, идущие через смешивание состояний $B^0 - \bar{B}^0$, которые позволили с наилучшей точностью

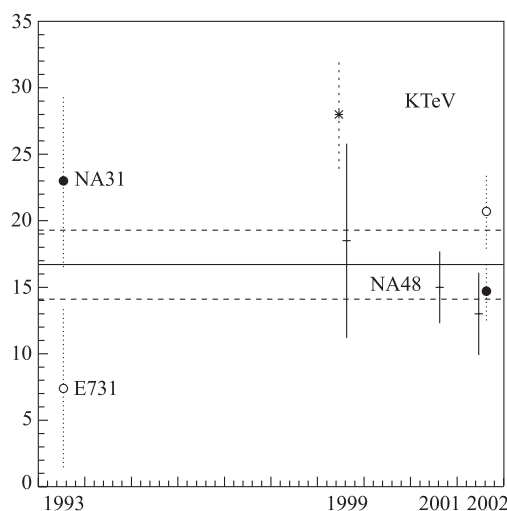


Рис. 9. Результаты измерения $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ в единицах 10^{-4} (приведены годы публикации). Предварительный результат KTeV обозначен звездочкой. Частичные результаты NA48 обозначены сплошными вертикальными линиями. Окончательные результаты экспериментов Фермилаб обозначены светлыми кружками, окончательные результаты экспериментов ЦЕРН — темными. Горизонтальные линии означают среднее значение и стандартные отклонения, принятые PDG в 2004 г. [15] на основе рассмотренных результатов

измерить фазу СКМ-матрицы (параметр CP -нарушения в формализме СМ) [58, 59]. Получены также первые данные о прямом CP -нарушении в распадах $B \rightarrow K\pi$ [60, 61].

Как уже упоминалось, прямое CP -нарушение является важной составляющей процессов возникновения и эволюции Вселенной. Однако следует отметить, что процессы прямого CP -нарушения, обнаруженные в распадах нейтральных каонов и B -мезонов, недостаточны для определяющего вклада в процесс образования Вселенной, почти не содержащей антивещества. Для этого требуются новые, возможно, более интенсивные источники прямого CP -нарушения.

CP -нарушение может проявиться в аномальных электрических дипольных моментах частиц, измерения которых активно ведутся в ряде экспериментов. В связи с обнаружением нейтринных осцилляций появилась потенциальная возможность поиска CP -нарушающих процессов в лептонном секторе. Считается, что такая возможность представляет исключительно сложную экспериментальную задачу, поскольку искомые эффекты подавлены малостью угла смешивания первого и третьего поколений нейтрино.

Наблюдавшиеся до сих пор CP -нарушающие процессы хорошо вписываются в рамки СМ. Однако не исключены «сюрпризы» при поиске таких процессов, что связано с выходом на «новую» физику. Очевидно, что задача поиска новых источников прямого CP -нарушения остается одной из наиболее актуальных и представляет собой вызов современной физике.

Благодарности. Авторы выражают благодарность коллективу коллаборации NA48 за предоставленный материал, В. Г. Кадышевскому и А. Н. Сисакяну за стимулирование и поддержку данной работы, а также В. А. Никитину за плодотворные обсуждения и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bogolubov N., Struminsky B., Tavkhelidze A. Preprint JINR D-1968. Dubna, 1965.
2. Tavkhelidze A. High Energy Physics and Elementary Particles. Vienna, 1965. P. 753.
3. Han M. Y., Nambu Y. // Phys. Rev. B. 1965. V. 139. P. 1005.
4. Miyamoto Y. // Progr. Theor. Phys. Suppl. Extra. 1965. No. 187.
5. Bardeen W. A., Fritzsch H., Gell-Mann M. Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics. N. Y., 1973. P. 139.
6. Wu C. S. et al. // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1413.
7. Schwinger J. // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 914.
8. Lüders G. // Mat. Medd. Kongl. Dan. Vid. Selsk. 1954. V. 28, No. 5.
9. Pauli W. Niels Bohr and the Development of Physics. Pergamon Press, 1955.
10. Christenson J. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 138–140.
11. Abashian A. et al. // Ibid. P. 243.
12. Galbraith W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. P. 383.
13. de Bouard X. et al. // Phys. Lett. 1965. V. 15. P. 58.
14. Сахаров А. Д. Нарушение CP -инвариантности, C -асимметрия и барионная асимметрия Вселенной // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 32–35.
15. Eidelman S. et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1.
16. Barmin V. V. et al. // Phys. Lett. B. 1970. V. 33. P. 377.
17. Brown J. L. et al. // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 769.
18. Vosburgh K. G. et al. // Phys. Rev. D. 1972. V. 6. P. 1834.
19. Bertanza L. et al. // Z. Phys. C. 1997. Bd. 73. S. 629.
20. Apostolakis A. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 458. P. 545.
21. Schwingerheuer B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 4376.
22. Wu T. T., Yang C. N. Phenomenological Analysis of Violation of CP Invariance in Decay of K_0 and \bar{K}_0 // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 380–386.
23. Бельков А. А. Прямое CP -нарушение в распадах каонов: e'/ϵ пять лет спустя // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 3. С. 509–581.

24. *Buras A. J., Lautenbacher M. E.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 318. P. 212.
25. *Heinrich J. et al.* // Ibid. V. 301. P. 263.
26. *Buras A. J., Jamin M., Lautenbacher M. E.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 389. P. 749.
27. *Bertolini S., Eeg J. O., Fabbrichesì M.* // Nucl. Phys. B. 1996. V. 476. P. 225.
28. *Ciuchini M. et al.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1997. V. 59. P. 149.
29. *Bertolini S. et al.* // Nucl. Phys. B. 1998. V. 514. P. 93.
30. *Burkhardt H. et al. (NA31 Collab.).* First Evidence for Direct CP Violation // Phys. Lett. B. 1988. V. 206. P. 169.
31. *Barr G. D. et al. (NA31 Collab.).* A New Measurement of Direct CP Violation in the Neutral Kaon System // Phys. Lett. B. 1993. V. 317. P. 233–242.
32. *Gibbons L. K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 1203.
33. *Gibbons L. K. et al.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 6625.
34. *Black J. K. et al.* Measurement of the CP Nonconservation Parameter Epsilon-Prime Epsilon // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1628–1630.
35. *Bernstein R. H. et al.* Measurement of Epsilon-Prime: Epsilon in the Neutral Kaon System // Ibid. P. 1631–1634.
36. *Ritchie Patterson J.* Determination of $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ by the Simultaneous Detection of the Four $K_{L,S} \rightarrow \pi\pi$ Decay Modes. PhD Theses. The Univ. of Chicago, Department of Physics. Chicago, Illinois, 1990. 297 p.
37. *Fanti V. et al.* A New Measurement of Direct CP Violation in Two Pion Decays of the Neutral Kaon // Phys. Lett. B. 1999. V. 456. P. 335–348.
38. *Lai A. et al.* A Precise Measurement of the Direct CP Violation Parameter $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 22. P. 231–254.
39. *Batley J. R. et al.* A Precision Measurement of Direct CP Violation in the Decay of Neutral Kaons into Two Pions // Phys. Lett. B. 2002. V. 544. P. 97–112.
40. *Biino C. et al.* Preprint CERN-SL-98-033(EA). CERN, 1998.
41. *Biino C. et al.* // Proc. of the 6th EPAC, Stockholm, 1999. P. 2100–2102.
42. *Doble N., Gatignon L., Grafstrom P.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1996. V. 119. P. 181.
43. *Grafstrom P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 344. P. 487.
44. *Moore R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1996. V. 119. P. 149–155.
45. *Bederede D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 367. P. 88.
46. *Augustin I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 403. P. 472.
47. *Barr G. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 370. P. 413.
48. *Barr G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 485. P. 676.
49. *Anvar S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 419. P. 686.
50. *Unal G. (NA48 Collab.)* // Frascati Phys. Serie. 2001. V. 21. P. 361.
51. *Ramberg E. J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 2525.
52. Particle Data Book // E. P. J. 1998. V. 3, No. 1–4.
53. *Alavi-Harati A. et al. (KTeV Collab.).* Observation of Direct CP Violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ Decays // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 22.

54. *Alavi-Harati A. et al. (KTeV Collab.)*. Measurements of Direct CP Violation, CPT Symmetry, and Other Parameters in the Neutral Kaon System // *Phys. Rev. D*. 2003. V. 67. P. 012005.
55. *Alavi-Harati A. et al. (KTeV Collab.)* // *Phys. Rev. D*. 2004. V. 70. P. 079904.
56. *Roodman A.* // Proc. of the Seventh Intern. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics. 1998. P. 89.
57. *Ren-yan Zhu*. Precision Crystal Calorimetry in High Energy Physics // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. 1999. V. 78. P. 203–219.
58. *Aubert B. et al. (BaBar Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 091801.
59. *Abe K. et al. (Belle Collab.)* // *Ibid.* P. 091802.
60. *Aubert B. et al. (BaBar Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 131801.
61. *Abe K. et al. (Belle Collab.)* hep-ex/0507045.