ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3513

Л.И. Лапидус

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ $K^{\circ} \to 2\pi$ -РАСПАДА И РЕГЕНЕРАЦИЯ K° -МЕЗОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1967.

P2 - 3513

Л.И. Лапидус

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ $K^{\circ} \to 2\pi$ -РАСПАДА И РЕГЕНЕРАЦИЯ K° -МЕЗОНОВ

Направлено в сб. "Труды летней школы физиков" в Отепя (Эстония)

ВВЕДЕНИЕ

Репортерский доклад Фитча на XIII международной конференции по физике высоких энергий заканчивался словами о том, что к сентябрю 1966 года наши количественные знания о нарушении CP-инвариантности сводились к обнаружению редкого распада

$$K_2^0 \to \pi^+ + \pi^- , \qquad (A)$$

причём отношение амплитуд

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \frac{a(K_L \to \pi^+ \pi^-)}{a(K_S \to \pi^+ \pi^-)} = [(1,83 \pm 0,12) 10^{-3}] e^{i(33 \pm 13)^0} ,$$

где $a(K_{L,S} \to \pi^+ \pi^-)$ – амплитуда распада $K^0_{L,S}$ -мезона на $\pi^+ \pi^-$.

За прошедший год, если оставить в стороне эпистолярную литературу, изменения свелись к следующему. Появились две публикации /1,2/ с сообщениями об обнаружении распада K_2^0 на два нейтральных пиона

$$K_2^0 \to \pi^0 + \pi^0 \qquad (B)$$

и измерении модуля отношения амплитуд

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\phi_0} = \frac{a(K_L \to \pi^0 \pi^0)}{a(K_S \to \pi^0 \pi^0)}$$

Несколько неожиданным оказалось изменение заключений о фазе ϕ_{+-}. В новой публикации Руббиа и Штейнбергера[3] на основе их прежних данных о регенерации K^0 -мезонов на ядрах Cu при импульсе $p_k \doteq 2{,}7$ Гэв/с и новых данных (Куул. и др.) о полных сечениях взаимодействия с теми же ядрами при тех же энергиях $k^{\pm}$ -мезонов получены новые значения ϕ_{+-}. Еще одно измерение проведено группой Ботт и др.[4].

Мы знаем теперь, что масса K^0_L больше массы K^0_S $m_L - m_S = (0{,}541 \pm 0{,}025).10^{+10}$ сек$^{-1}$ $\simeq \Gamma_S/2$. Все это вместе позволяет представить данные о параметре η_{+-} в виде $|\eta_{+-}| = (1{,}94 \pm 0{,}09).10^{-3}$

$$\phi_{+-} = 1{,}47 \pm 0{,}30 = \pi/2 \ (0{,}94 \pm 0{,}19)^{/3/}$$

$$\phi_{+-} = 1{,}22 \pm 0{,}36 = \pi/2 \ (0{,}77 \pm 0{,}13)^{/4/}$$

Для процесса (В) пока известно лишь значение модуля $|\eta_{00}|$, причём $|\eta_{00}| \neq |\eta_{+-}|$ и согласно[2]

$$|\eta_{00}| = (4{,}9 \pm 0{,}5).10^{-3}$$

Никакой список литературы не может быть полным во времена интенсивного обмена препринтами. Поэтому, заранее извиняясь за возможные пропуски, из многочисленной литературы, относящейся к феноменологии $K \to 2\pi$ распада, укажу только на работу Ву и Янга[5], обзор Терентьева[6], оксфордскую лекцию Белла и Штейнбергера[7] и на обзор Ли и Ву[8]. Я затрону также содержание новых работ[9-11].

Основные вопросы физических следствий и анализ возможных свойств CP-нарушающих взаимодействий рассматриваются в лекции Л.Б. Окуня.

1. СУПЕРПОЗИЦИИ

1.1 Частицы K и $\bar{K}$, образующиеся в сильных и электромагнитных взаимодействиях, обладают определенными значениями странности $S = 1$ для K, $S = -1$ для $\bar{K}$. (Иногда вводят гиперзаряд $Y = S + B$, где B – барионное число). Обладая определенными значениями странности, K^0 и $\bar{K}^0$ не обладают и в CP-симметричном мире определенными значениями CP-чётности. Слабые взаимодействия не сохраняют странность.

В вакууме за счёт слабых взаимодействий происходят переходы между K и $\bar{K}$. Вот почему не K^0 и $\bar{K}^0$, а некоторые их комбинации распадаются в соответствии с простыми экспонентами (т.е. имеют определенные значения масс и времен распада). Эти комбинации оказывались в CP-симметричном мире собственными функциями CP-чётности:

$$CP\,|K_1^0> = +\,|K_1^0> \qquad CP\,|K_2^0> = -\,|K_2^0>.$$

В отсутствие CP-симметрии удобно ввести представление о долгоживущем (K_L^0) и короткоживущем (K_S^0) мезонах. Их волновые функции иногда обозначаются как $|L>$ и $|S>$ соответственно.

В литературе встречаются различные обозначения коэффициентов связи в комбинациях $|K>$ и $|\bar{K}>$, которые образуют $|L>$ и $|S>$. Мы используем, в основном,

$$|L> = p\,|K> + q\,|\bar{K}>; \qquad |S> = r\,|K> + s\,|\bar{K}> \tag{1}$$

Поскольку в сильных и электромагнитных взаимодействиях странность сохраняется, состояния K и $\bar{K}$ ортогональны друг к другу. Будем считать их ортонормированными

$$<K|K> = <\bar{K}|\bar{K}> = 1; \quad <\bar{K}|K> = 0$$

Состояния $|L>$ и $|S>$ в (1), вообще говоря, не ортогональны

$$<S|L> = r^*p + s^*q,$$

но нормированы

$$|p|^2 + |q|^2 = |r|^2 + |s|^2 = 1. \tag{2}$$

Произвол в выборе относительной фазы между $|K>$ и $|\bar{K}>$ и общей фазы $|S>$ и $|L>$ в (1) позволяет выбрать p, q, r действительными и положительными, а s – комплексным числом.

Тот факт, что $|S>$ и $|L>$ распадаются в соответствии с экспоненциальными законами, означает, что за период собственного времени τ функции переходят в

$$|L> \to e^{-iM_L\tau}|L>, \quad |S> \to e^{-iM_S\tau}|S>,$$

где

$$M_L = \mathrm{Re}\, M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L = m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L$$

$$M_S = \mathrm{Re}\, M_S - \frac{i}{2}\Gamma_S = m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S .$$

Опыты с K^0 -мезонами проводятся на расстояниях от места их рождения, соответствующих многим временам жизни K^0_S. Помимо самих опытов с K^0 -мезонами никто не проверял факт экспоненциальности распада до таких больших времен. Экспериментальное исследование этого вопроса и теоретический анализ весьма актуальны. В дальнейшем обсуждении мы не будем сомневаться в справедливости простых законов распада.

Обращая (1), имеем

$$\begin{aligned} |K> &= (sp-qr)^{-1}\{s|L> - q|S>\} \\ |\bar{K}> &= (sp-qr)^{-1}\{-r|L> + p|S>\} \end{aligned} \qquad (3)$$

Следовательно, через время τ после рождения состояние, которое было вначале $|K>$, превращается в

$$|K> \to (sp-qr)^{-1}\{e^{-iM_L\tau}s|L> - e^{-iM_S\tau}q|S>\} . \qquad (4)$$

Вспоминая (1),

$$|K> \to (sp - qr)^{-1} \{ (e^{-iM_L r} sp - e^{-iM_S r} qr) | K > +$$

$$+ (e^{-iM_L r} sq - e^{-iM_S r} qs) | \bar{K} > \} \quad . \tag{5}$$

Аналогично

$$|\bar{K} > \to (sp - qr)^{-1} \{ e^{-iM_S r} p | S > - e^{-iM_L r} r | L > \} = \tag{6}$$

$$= (sp - qr)^{-1} \{ (e^{-iM_S r} pr - e^{-iM_L r} rp) | K > + (e^{-iM_S r} ps - e^{-iM_L r} rq) | \bar{K} > \} . \tag{7}$$

При малых временах δr

$$\begin{aligned} |K > &\to |K > - i \delta r \{ M |K > + B | \bar{K} > \} \\ |\bar{K} > &\to |\bar{K} > - i \delta r \{ A | K > + \bar{M} | \bar{K} > \} , \end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\begin{aligned} M &= (sp - qr)^{-1} (M_L sp - M_S qr) \\ \bar{M} &= (sp - qr)^{-1} (M_S sp - M_L qr) \\ A &= (M_S - M_L) rp (sp - qr)^{-1} \\ B &= (M_L - M_S) sq (sp - qr)^{-1} . \end{aligned} \tag{9}$$

Для общего состояния $\Psi = \psi\,|\,K > + \bar{\psi}\;|\;\bar{K} >$ из (8) следует, что

$$\frac{d}{dr}\begin{pmatrix}\psi\\ \bar{\psi}\end{pmatrix} = -i\begin{pmatrix}M & A\\ B & \bar{M}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi\\ \bar{\psi}\end{pmatrix}. \tag{10}$$

Матрица в правой части (10) часто называется массовой матрицей. Иногда вместо (10) записывают

$$-\frac{d\psi}{dr} = (\hat{\Gamma} + i\hat{M})\,\psi, \tag{10'}$$

где $\hat{M}$ и $\hat{\Gamma}$ – 2x2 эрмитовы матрицы. Матрицу $\hat{\Gamma}$ тогда называют матрицей распада, а массовой матрицей – $\hat{M}$.

Можно разложить $(\hat{\Gamma} + i\hat{M})$ с помощью обычных матриц Паули

$$(\hat{\Gamma} + i\hat{M}) = D + i(E_1\sigma_1 + E_2\sigma_2 + E_3\sigma_3),$$

где

$$\sigma = \begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}, \quad \sigma = \begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}, \quad \sigma = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

и D, E_1, $E_{2,3}$ – четыре <u>комплексных</u> числа. Иногда вводят <u>комплексные</u> переменные E, θ и ϕ:

$$E = (E_1^2 + E_2^2 + E_3^2)^{1/2}\;;\; E_3 = E\cos\theta$$

$$E_2 = E\sin\theta\sin\phi\;;\quad E_1 = E\sin\theta\cos\phi\,.$$

Собственные состояния $|\,K_S^0 >$ и $|\,K_L^0 >$ определяются уравнениями

$$(\hat{\Gamma} + i\hat{M})\,|\,K_j^0 > = (\frac{1}{2}\Gamma_j + i\,m_j)\,|\,K_j^0 > \tag{11}$$

$(j = s$ и $L)$.

Решения этих уравнений по форме идентичны с волновыми функциями нейтральной частицы спина 1/2 в магнитном поле

$$| K_S^0 > = [\, 2\,(1 + |\epsilon_1|^2\,]^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_1 \\ 1 - \epsilon_1 \end{pmatrix} \qquad (12^a)$$

$$| K_L^0 > = [\, 2\,(1 + |\epsilon_2|^2\,]^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_2 \\ -(1 - \epsilon_2) \end{pmatrix} . \qquad (12^б)$$

Они характеризуются, помимо масс и ширин, двумя комплексными числами ϵ_1 и ϵ_2 .

Иногда вводят

$$\epsilon = \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2) \qquad \delta = \frac{1}{2}(\epsilon_1 - \epsilon_2),$$

причём $\delta \neq 0$ соответствует CPT-инвариантности. Наблюдаемые массы m_j и полные ширины распадов Γ_j связаны с D и E

$$D = \frac{1}{4}(\Gamma_S + \Gamma_L) + \frac{i}{2}(m_S + m_L)$$

$$i\,E = \frac{1}{4}(\Gamma_S - \Gamma_L) + \frac{i}{2}(m_S - m_L) .$$

1.2. УНИТАРНОСТЬ

В задачах рассеяния мощным методом уменьшения числа параметров при феноменологическом анализе является, как известно, учёт требований унитарности матрицы рассеяния.

В физике слабых взаимодействий аналогичные соображения возникли именно в связи с вопросами распада К-мезонов на пионы. Сам подход наиболее подробно изложен в оксфордской лекции Белла и Штейнбергера .

Для общего состояния

$$\Psi = \psi\,|\,K> + \bar{\psi}\,|\,\bar{K}>$$

можно написать, что вероятность перехода в определенное конечное состояние F, пропорциональна

$$|(F\,|\,T\,|\,\Psi)|^2 = |(F\,|\,T\,|\,K)\,\psi + (F\,|\,T\,|\,\bar{K})\,\bar{\psi}\,|^2 . \qquad (13)$$

Полная вероятность получается суммированием (13) по всем F в соответствии с законами сохранения:

$$|\psi|^2 \sum_F |(F\,|T\,|K)|^2 + |\bar{\psi}|^2 \sum_F |(F\,|\,T\,|\,\bar{K})|^2 +$$

$$+ \psi^* \bar{\psi} \sum_F (F\,|\,T\,|\,K)^* (F\,|\,T\,|\,\bar{K}) + \bar{\psi}^* \psi \sum_F (F\,|\,T\,|\,\bar{K})^* (F\,|\,T\,|\,K).$$

Это выражение должно быть скомпенсировано уменьшением нормы N -мезонного состояния $N = |\psi|^2 + |\bar{\psi}|^2$

$$-\frac{dN}{d\tau} = -\frac{d}{d\tau}\,\mathrm{Re}\,(\psi^*\psi + \bar{\psi}^*\bar{\psi}) = -\,2\,\mathrm{Re}\,\left(\psi^* \frac{d\psi}{d\tau} + \bar{\psi}^* \frac{d\bar{\psi}}{d\tau}\right) .$$

Из (10)

$$\frac{d\psi}{d\tau} = -\,i\,(M\psi + A\bar{\psi})\,; \qquad \frac{d\bar{\psi}}{d\tau} = -\,i\,(B\psi + \bar{M}\bar{\psi})\,.$$

Следовательно,

$$-\,2\,\mathrm{Re}\left(\psi^* \frac{d\psi}{d\tau} + \bar{\psi}^* \frac{d\bar{\psi}}{d\tau}\right) = -\,2\,\mathrm{Jm}\,(\psi^* M\psi + \psi^* A\bar{\psi} + \bar{\psi}^* B\psi\; +$$

$$(14)$$

$$+\,\bar{\psi}^*\bar{M}\bar{\psi}) = -\,2\,\mathrm{Jm}\,M|\psi|^2 - 2\,\mathrm{Jm}\,\bar{M}\,|\bar{\psi}|^2 + i\,(A - B^*)\,\psi^*\bar{\psi}\; +$$

$$+\,i\,(B - A^*)\,\bar{\psi}^*\psi\,.$$

Так как ψ и $\bar{\psi}$ произвольны, из (13) и (14) следует, что

$$-2\,\mathrm{Jm}\,M = \sum_F |(F|T|K)|^2 \geq 0$$

$$-2\,\mathrm{Jm}\,\bar{M} = \sum_F |(F|T|\bar{K})|^2 \geq 0 \qquad (15)$$

$$i(B-A^*) = \sum_F (F|T|\bar{K})^*(F|T|K).$$

Первые два соотношения широко известны. По своему свойству предопределять знак мнимых частей M и $\bar{M}$ эти соотношения напоминают оптическую теорему.

Для эрмитовой массовой матрицы $A^* = B$. Таким образом, (15) говорит о том, что антиэрмитовая часть массовой матрицы дается амплитудами распада.

Получим еще один вид соотношений унитарности. Пусть

$$\psi = X\,e^{-iM_L r}\,|L> + Y\,e^{-iM_S r}\,|S>$$

$$N = |X|^2\,e^{-\Gamma_L r} + |Y|^2\,e^{-\Gamma_S r} + X^*Y\,e^{i(M_L^* - M_S)r} <L|S> + \qquad (16)$$

$$+\,Y^*X\,e^{i(M_S^* - M_L)r} <S|L>.$$

При $r = 0$

$$-\frac{dN}{dr} = |X|^2\,\Gamma_L + |Y|^2\,\Gamma_S - i(M_L^* - M_S)X^*Y<L|S> - i(M_S^* - M_L)Y^*X<S|L>.$$

Это должно быть равно полной вероятности распада

$$\sum_F |(F|T|L)X + (F|T|S)Y|^2$$

для произвольных X и Y.

Таким образом,

$$\Gamma_L = \sum_F |(F|T|L)|^2 \quad ; \quad \Gamma_S = \sum_F |(F|T|S)|^2 \tag{17}$$

$$-i(M^*_L - M_S)<L|S> = \sum_F (F|T|L)^*(F|T|S)$$

Следствия. 1.О границе для $|<L|S>|$.

При сохранении CP

$$<L|S> = 0 .$$

Следовательно, отклонение от нуля для $<L|S>$ измеряет нарушение CP. Покажем, что из весьма общих соображений и экспериментальных данных модуль $<L|S>$ близок к нулю.

Экспериментально

$$\Gamma_L \cong 1,6 \cdot 10^{-3}\,\Gamma_s \quad ; \quad m_L - m_S \cong \frac{1}{2}\,\Gamma_S .$$

С помощью неравенства Шварца (или просто из того условия, что $-dN/dt \geq 0$ для произвольных X и Y) из последнего соотношения в (17)

$$|M^*_L - M_S|\,|<L|S>| \leq (\Gamma_L\,\Gamma_S)^{1/2} \tag{18}$$

и

$$|<L|S>| \lesssim 0{,}04 .$$

2. Выражение

$$\sum_F (F|T|L)^*(F|T|S)$$

для любой группы распадов $G(2\pi, 3\pi,$ лептонные) имеет границу

$$\left|\sum_G (F|T|L)^*(F|T|S)\right| < \left(\sum_G |(F|T|L)|^2\right)^{1/2}\left(\sum_G |(F|T|S)|^2\right)^{1/2}$$

$$\leq (\Gamma_L(G)\,\Gamma_S(G))^{1/2}$$

где $\Gamma_{L,S}(G)$ – парциальные скорости распадов.

А. Экспериментально

Γ_L (лептонные) $\cong$ Γ_S (лептонные) $\cong$ $12\ 10^{-6}$ сек$^{-1}$ $= 10^{-3}\ \Gamma_S$.

Следовательно,

$$\Gamma_S^{-1} \left| \sum_{\text{лептоны}} \right| \lesssim 10^{-3}$$

Эта сумма равна нулю при сохранении СР, так как общие состояния $|F>$ запрещены либо для $|S>$, либо для $|L>$. Опыты показывают, что большого нарушения СР нет. Поэтому можно допустить, что

$$\Gamma_S^{-1} \left| \sum_{\text{лептоны}} \right| \ll 10^{-3},$$

В. Экспериментально

$$\Gamma_L(3\pi) \cong 7.10^{6} \text{сек}^{-1} \cong 7.10^{-4}\ \Gamma_S .$$

Мало известно о $\Gamma_S(3\pi)$. Считая $\Gamma_S(3\pi) \cong \Gamma_L(3\pi)$, получаем

$$\Gamma_S^{-1} \left| \sum_{3\pi} \right| \lesssim 7.10^{-4}.$$

При этом должно быть большое нарушение СР в 3π -распадах. Считая, что этого нет, приходим к тому, что

$$\Gamma_S^{-1} \left| \sum_{3\pi} \right| \ll 10^{-3}.$$

С. После этого анализа можно переписать последнее соотношение из (15) в виде

$$-i(M^*_L - M_S) < L | S > = \sum_{2\pi} (F|T|L)^*(F|T|S) + \gamma\, \Gamma_S, \qquad (19)$$

где $\gamma \ll 10^{-3}$ – представляет вклады распадов, отличных от распадов на два пиона.

Воспользсвавшись свойством инвариантности скалярного произведения, можно переписать (19) еще в таком виде

$$(M^*_L - M_S) < L | S > = i\ \{ (0|T|L)^*(0|T|S) + (2|T|L)^*(2|T|S) + \gamma\, \Gamma_S \}\ (20),$$

где $|0>$ и $|2>$ означают 2π состояния с изоспинами $I=0$ и $I=2$, соответственно.

Д. Экспериментально

$$\Gamma_L(\pi^+\pi^-) \simeq (2\cdot 10^{-3})^2\,\Gamma_S(\pi^+\pi^-)$$

и

$$\Gamma_L(\pi^0\pi^0) \cong 3\,\Gamma_L(\pi^+\pi^-).$$

Собирая оценки для всех распадов K^0 -мезонов (кроме радиационных)

$$|M_L^* - M_S|\,|<L|S>| \lesssim 3{,}9\cdot 10^{-3}$$

и

$$|<L|S>| \lesssim 3.\,10^{-3}.$$

Эта оценка заметно ниже приведенной ранее, но она содержит некоторые предположения о вероятностях ненаблюдавшихся еще распадов.

1.3. CPT-ИНВАРИАНТНОСТЬ

Введем следующие обозначения: знак $\bar{\ }$ означает замену частиц на античастицы, а $'$ – изменение направлений спинов.

При CPT-инвариантности переходы $I \to F$ и $\bar{I}' \to \bar{F}'$ должны быть одинаковы. Для данного интервала r должны быть равны амплитуды вероятностей переходов $K \to K$ и $\bar{K} \to \bar{K}$. Следовательно, из сравнения (5) и (7), имеем

$$e^{-iM_L r}\, sp - e^{-iM_S r}\, qr = e^{-iM_S r}\, ps - rq\, e^{-iM_L r},$$

откуда

$$s\,p + q\,r = 0\,, \qquad (21)$$

Следовательно, $s/r = -q/p$; $r = (1-|s|^2)^{1/2}$; $p = (1-|q|^2)^{1/2}$

$$s/(1-|s|^2)^{1/2} = -q/(1-|q|^2)^{1/2}$$

$$s = -q \;; \quad r = p \tag{23}$$

и

$$|L> = p|K> + q|\bar{K}> \;; \quad |S> = p|K> - q|\bar{K}> , \tag{23}$$

а

$<S|L> = <L|S> = p^2 - q^2$ – действительное число.

В силу (21)

$$M = \bar{M} = \frac{1}{2}(M_L + M_S) \;; \; A = \frac{1}{2} p/q (M_L - M_S) \;; \; B = \frac{1}{2} q/p (M_L - M_S).$$

Возможный эффект нарушения CPT связан с различием между M и $\bar{M}$. Из (9)

$$M - \bar{M} = (M_L - M_S)(sp + qr)(sp - qr)^{-1}. \tag{24}$$

Так как

$$|<L|S>| \lesssim 0{,}01 \;; \quad sp - qr \cong 1 ,$$

то

$$\frac{|M - \bar{M}|}{|M + \bar{M}|} \lesssim \frac{|M_L - M_S|}{|M_L + M_S|} .$$

Можно считать это лучшим указанием на справедливость CPT-инвариантности сильных и электромагнитных взаимодействий, по крайней мере, для взаимодействий, которые сказываются на массах частиц.

II. АМПЛИТУДЫ РАСПАДОВ

2.1 CPT и амплитуды

Так как $|L>$ и $|S>$ представляют собой линейные комбинации $|K>$ и $|\bar{K}>$, отметим прежде всего, что при CPT-инвариантности

$$(F|T|\bar{K}) = (K|T|\bar{F}'),$$

где состояния $|F>$ и $|\bar{F}'>$ отличаются, как отмечено выше. В отсутствии взаимодействия в конечном состоянии T-матрица эрмитова.
Следовательно,

$$(K|T|\bar{F}') = (\bar{F}'|T|K)^*$$

и тогда

$$(F|T|\bar{K}) = (\bar{F}'|T|K)^*$$

имеется соотношение между амплитудами распада $|K>$ и $|\bar{K}>$. Учёт эффектов взаимодействия в конечном состоянии приводит к тому, что

$$(F|T|\bar{K}) = (\bar{F}'|T|K)^* e^{i2\delta} \qquad (26)$$

Обозначим амплитуду распада K в 2π с изоспином I=0 через $|(0|T|K)$. Тогда пусть

$$(0|T|K) = iA_0 e^{i\delta_0}, \quad \text{а} \quad (0|T|\bar{K}) = -iA_0^* e^{i\delta_0}. \qquad (27)$$

Аналогично для распада в состоянии 2π системы с I=2

$$(2|T|K) = iA_2 e^{i\delta_2} \qquad (2|T|\bar{K}) = -iA_2^* e^{i\delta_2}. \qquad (28)$$

2.2. Изоспиновый анализ

Для описания распадов $|L\rangle$ и $|S\rangle$ на два пиона необходимо ввести четыре комплексные величины $(0|T|L)$, $(0|T|S)$, $(2|T|L)$ и $(2|T|S)$, из которых можно построить непосредственно наблюдаемые величины

$$\epsilon = \frac{(0|T|L)}{(0|T|S)}, \quad \epsilon' = \frac{(2|T|L)}{(0|T|S)}, \quad \omega = \frac{(2|T|S)}{(0|T|S)}$$

В силу (23), (27) и (28)

$$(0|T|L) = i\, e^{i\delta_0} (p A_0 - q A_0^*) = i A_0 e^{i\delta_0} p\,(1 - q/p\, A_0^*/A_0)$$

$$(2|T|L) = i\, e^{i\delta_2} (p A_2 - q A_2^*) = i A_2 e^{i\delta_2} p\,(1 - q/p\, A_2^*/A_2) \qquad (29)$$

$$(0|T|S) = i A_0 e^{i\delta_0} p\,(1 + q/p\, A_0^*/A_0)$$

$$(2|T|S) = i A_2 e^{i\delta_2} p\,(1 + q/p\, A_2^*/A_2)$$

и

$$\epsilon = \frac{1 - q/p\, A_0^*/A_0}{1 + q/p\, A_0^*/A_0}\,; \quad \epsilon' = \frac{A_2}{A_0}\,\frac{1 - q/p\, A_2^*/A_2}{1 + q/p\, A_0^*/A_0}\, e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \qquad (30)$$

$$\omega = \frac{A_2}{A_0}\,\frac{1 + q/p\, A_2^*/A_2}{1 + q/p\, A_0^*/A_0}\, e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

При малом ϵ

$$q A_0^* \cong p A_0 \qquad (31)$$

и

$$\epsilon \cong \frac{1}{2}\left(1 - q/p\, A_0^* / A_0\right) \; ; \; \epsilon' \cong \frac{1}{2}\left(\frac{A_2}{A_0} - \frac{A_2^*}{A_0^*}\right) e^{i(\delta_2-\delta_0)}$$

$$\omega \cong \frac{1}{2}\left(\frac{A_2}{A_0} + \frac{A_2^*}{A_0^*}\right) e^{i(\delta_2-\delta_0)} \tag{32}$$

При учёте изотопической инвариантности

$$\sqrt{3}\,(+-|T|S) = \sqrt{2}\,(0|T|S) + (2|T|S) \tag{33}$$

$$\sqrt{3}\,(00|T|S) = (0|T|S) - \sqrt{2}\,(2|T|S) \tag{34}$$

$$\sqrt{3}\,(+-|T|L) = \sqrt{2}\,(0|T|L) + (2|T|L) \tag{35}$$

$$\sqrt{3}\,(00|T|L) = (0|T|L) - \sqrt{2}\,(2|T|L) \tag{36}$$

Экспериментально можно определить 5 величин

$$R_S = \frac{\Gamma_S(00)}{\Gamma_S(+-)} = \frac{1}{2}\left|\frac{1-\sqrt{2}\,\omega}{1+\omega/\sqrt{2}}\right|^2 \tag{37}$$

$$\eta_{+-} = \frac{(+-|T|L)}{(+-|T|S)} = \frac{\epsilon + \epsilon'/\sqrt{2}}{1+\omega/\sqrt{2}}$$

$$\eta_{00} = \frac{(00|T|L)}{(00|T|S)} = \frac{\epsilon - \sqrt{2}\,\epsilon'}{1-\sqrt{2}\,\omega} .$$

При справедливости правила $\Delta I = 1/2$ в распаде K_S^0 $|\omega| \ll 1$ и величина R_S зависит только от $\mathrm{Re}\,\omega$. При малых ω

$$\eta_{+-} = \epsilon + \epsilon'/\sqrt{2}$$
$$\eta_{00} = \epsilon - \sqrt{2}\,\epsilon' \tag{38}$$

2.3. Еще об унитарности

Последнее из равенств (15)

$$-i(M^*_L - M_S)\langle L \mid S\rangle = Z = \sum_F (F \mid T \mid L)^*(F \mid T \mid S) \tag{39}$$

позволяет в силу CPT-инвариантности $(\mathrm{Im}\langle L \mid S\rangle = 0)$ записать, что

$$\frac{2(m_L - m_S)}{(\Gamma_S + \Gamma_L)} = \mathrm{tg}\,\phi_w = -\frac{\mathrm{Im}\,Z}{\mathrm{Re}\,Z}. \tag{40}$$

В пренебрежении влиянием CP-нарушения в процессах распада K, отличных от $K \to 2\pi$ распада

$$Z = |(0 \mid T \mid S)|^2 (\epsilon^* + \epsilon'^* \omega). \tag{41}$$

Если пренебречь ϵ' по сравнению с ϵ, то

$$(\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon)\ \mathrm{Arg}\,\epsilon = \phi_w = \mathrm{Arg}\,\eta_{+-}.$$

Последние соотношения представляют собой наиболее известные результаты т.н. теории сверхслабого взаимодействия. Экспериментальные данные, которые вначале, казалось, находились в соответствии с этим предсказанием, в настоящее время противоречат этим выводам. В настоящее время нельзя исключить, что $\epsilon = 0$[x/]. Соотношение (40) позволяет и в этом предельном случае придти к интересному заключению. Из (40) и (41) видно, что тогда

$$\mathrm{Arg}\left(\frac{(2 \mid T \mid L)}{(2 \mid T \mid S)}\right) = \mathrm{Arg}(\epsilon' \omega^*) = \phi_w. \tag{42}$$

Рассмотрим более подробно вклад в Z

$$Z = \sum_F (F \mid T \mid L)^* (F \mid T \mid S),$$

обязанный распадам на 2π

$$Z_{2\pi} = (+- \mid T \mid L)^*(+- \mid T \mid S) + (00 \mid T \mid L)^*(00 \mid T \mid S) = \tag{43}$$

$$= (0 \mid T \mid L)^*(0 \mid T \mid S) + (2 \mid T \mid L)^*(2 \mid T \mid S).$$

[x/] См. заключение

С помощью (29) $Z_{2\pi}$ приводится к виду

$$Z_{2\pi} = (p^2 - q^2)(|A_0|^2 + |A_2|^2) + pq[(A_0^*)^2 - A_0^2 + (A_0^*)^2 - A_2^2] =$$

$$= (p^2 - q^2)(|A_0|^2 + |A_2|^2) - 4ipq[(\mathrm{Re}\,A_0)(\mathrm{Im}\,A_0) + \tag{44}$$

$$+ (\mathrm{Re}\,A_2)(\mathrm{Im}\,A_2)] \;.$$

При сохранении CP-чётности

$$p = q \qquad \mathrm{Im}\,A_0 = \mathrm{Im}\,A_2 = 0$$

и $Z_{2\pi}$ обращается в нуль.

В общем случае, при учёте нарушений CP-инвариантности лишь в 2π распадах из (39) и (44)

$$\mathrm{tg}\,\phi_w = \frac{2(m_L - m_S)}{\Gamma_S + \Gamma_L} = \frac{4pq}{(p^2 - q^2)} \frac{(\mathrm{Re}\,A_0)(\mathrm{Im}\,A_0) + (\mathrm{Re}\,A_2)(\mathrm{Im}\,A_2)}{|A_0|^2 + |A_2|^2} \tag{45}$$

Если теперь явно выделить несохраняющие CP фазы, то

$$A_0 = A e^{i\alpha} \quad , \quad A_2 = B e^{i\beta} \; , \tag{45'}$$

где α и β - несохраняющие CP фазы

$$-\frac{1}{2}\pi \leq \alpha, \beta \leq \frac{1}{2}\pi$$

и

$$\mathrm{tg}\,\phi_w = \frac{2pq}{(p^2 - q^2)} \frac{A^2 \sin 2\alpha + B^2 \sin 2\beta}{A^2 + B^2} = \frac{1}{2\epsilon''} \frac{A^2 \sin 2\alpha + B^2 \sin 2\beta}{A^2 + B^2},$$

где

$$\epsilon'' = \frac{p^2 - q^2}{4pq} \;.$$

При справедливости правила Δ I=1/2 в распаде K_S^0 $B \ll A$. Из факта $\Gamma_L(2\pi) \ll \Gamma_S(2\pi)$ следуют известные выводы $\alpha \ll 1$ и $\epsilon'' \cong \epsilon$.

2.4. Соотношение Глешоу

С помощью (46) можно получить полезные соотношения, недавно указанные Глешоу /11/. Ограничимся только $K \to 2\pi$ распадами. Из правила $\Delta I = 1/2$ для распада K_S^0 следует, что

$$|B \cos\beta| \ll |A \cos\alpha| \approx |A| .$$

Тогда с учётом того, что $|\epsilon| \ll 1$ и $|\alpha| \ll 1$ в обозначениях (45')

$$\sqrt{3}\,(+-|T|S) = i\sqrt{2}\,A\,e^{i\delta_0}$$

$$\sqrt{3}\,(00|T|S) = i\,A\,e^{i\delta_0}$$

$$\sqrt{3}\,(+-|T|L) = i\sqrt{2}\,A\,(\epsilon'' + i\alpha)\,e^{i\delta_0} + (i)^2\,B\,e^{i\delta_2}\sin\beta$$

$$\sqrt{3}\,(00|T|L) = i\,A\,(\epsilon''' + i\alpha)\,e^{i\delta_0} - (i)^2\sqrt{2}\,B\,e^{i\delta_2}\sin\beta$$

и

$$\eta_{+-} = \epsilon'' + i\alpha + \frac{i}{\sqrt{2}}\,\frac{B}{A}\,e^{i(\delta_2-\delta_0)}\sin\beta = \epsilon''\left[(1 + i\,a) + i\,b\,e^{-i\delta}\right]$$

$$\eta_{00} = \epsilon'' + i\alpha - i\sqrt{2}\,\frac{B}{A}\,e^{i(\delta_2-\delta_0)}\sin\beta = \epsilon''\left[(1 + i\,a) - 2\,i\,b\,e^{-i\delta}\right],$$

где $\delta = \delta_0 - \delta_2$.

Так как

$$\lambda = B\cos\beta / A \ll 1 ,$$

то из (46)

$$\mathrm{tg}\,\phi_w = \frac{\alpha}{\epsilon''} + \lambda\,\frac{B\sin\beta}{A\,\epsilon''} = a + \sqrt{2}\,\lambda\,b , \qquad (46')$$

где

где

$$a = \frac{\alpha}{\epsilon''}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{B \sin \beta}{A \epsilon''} ,$$

Введем

$$2 R_L = 2 \frac{\Gamma(K_L \to 2\pi^0)}{\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)} = \left| \frac{(1+ia)e^{i\delta} - 2i\, b}{(1+ia)e^{i\delta} + i\, b} \right|^2 \tag{47}$$

$$\phi_{+-} = \mathrm{Arg}\,[\,(1+ia) + i\, b\, e^{-i\delta}\,] \tag{48}$$

$$\phi_0 = \mathrm{Arg}\,[\,(1+ia) - 2i\, b\, e^{-i\delta}\,] \tag{49}$$

Из (48) получаем

$$\mathrm{tg}\,\phi_{+-} = \frac{a + b\cos\delta}{1 + b\sin\delta} , \tag{50}$$

что вместе с (46’) дает возможности выразить a и b через ϕ_{+-}, ϕ_w и λ. Использование (47) дает (в пренебрежении λ)

$$2R_L - 1 = 3\sin^2(\phi_{+-} - \phi_w)\,[1 + 3\,\mathrm{tg}^2(\phi_w + \delta)] - 3\sin 2(\phi - \phi_w)\,\mathrm{tg}(\phi_w + \delta). \tag{51}$$

Если вместо (48) воспользоваться (49), то можно получить

$$\frac{1}{2R_L} - 1 = 3\sin^2(\phi_0 - \phi_w)\left[\frac{3}{4}\,\mathrm{tg}^2(\phi_w + \delta) - \frac{1}{4}\right] - \frac{3}{2}\sin 2(\phi_0 - \phi_w)\,\mathrm{tg}(\phi_w + \delta). \tag{52}$$

Из (51) и (52) еще раз можно видеть, что при

$$\phi_{+-} = \phi_0 = \phi_w \qquad R_L = 1/2 .$$

Подставляя $R_L = 2{,}9 \pm 0{,}6$ $\phi_w = \pi/4$ и $\phi_{+-} = \pi/2$ в (51) получаем в качестве одного из корней $\delta = (11 \pm 6)^{\circ}$.

3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ K^0_S И K^0_L В РАСПАДЕ НА ДВА ПИОНА

3.1. Введение

Из многочисленных экспериментов, с помощью которых получаются в настоящее время или могут быть получены данные о нарушении СР- инвариантности, остановлюсь лишь на интерференционных опытах.

В когерентном пучке K^0_S и K^0_L можно наблюдать своеобразные интерференционные явления при изучении таких общих распадов, как распад на два пиона. Само обнаружение такой интерференции в распаде на два пиона имело большое значение, так как показало, что именно K^0_L, а не другая частица распадается на два пиона, а не на другие две частицы. Проведение этих опытов с данной целью было подсказано Подгорецким с соавторами в Дубне и независимо другими авторами.

Интерференция оказывается наиболее ясно выраженной во временной зависимости $K^0 \to 2\pi$ распадов, в которой наблюдается характерное осцилляторное поведение.

Рассмотрим пучок, для которого амплитуда K^0_S равна ρ, а амплитуда K^0_L равна 1 при $t = 0$. Вероятность $\pi^+\pi^-$ распадов в единицу времени равна

$$\frac{dN_{+-}}{d\tau} = \Gamma_S(+-)\,|\,\rho\, e^{-iM_S\tau} + \eta_{+-}\, e^{-iM_L\tau}\,|^2 = \tag{53}$$

$$= \Gamma_S(+-)\,\{\,|\rho|^2 e^{-\Gamma_S\tau} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L\tau} +$$

$$+ 2\,|\rho|\,|\eta_{+-}|\, e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau} \cos\chi\,\},$$

где

$$\chi = \phi_\rho - \phi_\eta - \Delta m \tau, \; \Delta m = m_S - m_L,$$

а τ - собственное время распада. Оно связано с длиной x до распада

$$\tau = x\, m_k / p_k \; .$$

Интерференция наиболее заметно проявляется во время

$$\tau_R = \Gamma_S^{-1}\, 2 \ln |\rho / \eta_{+-}| \; .$$

Имеются две слегка различные экспериментальные постановки. При одной из них K_S^0 регенерируется из чистого пучка K_L^0 помещением в пучок поглотителя. Этот метод сравнительно прост с экспериментальной стороны, но фаза регенерации ϕ_ρ должна быть измерена независимо, чтобы можно было извлечь из эксперимента данные о фазе ϕ_η .

Во втором методе детектор видит область распада, близкую к области образования K^0 -мезонов. В этом случае известно, что $\rho = +1$. Этот тип опыта технически более труден , но при известном Δm фаза ϕ_η может быть получена прямо.

Имеется третья возможность. В этом случае K_S^0 -мезоны образуются пучком K_L^0 -мезонов в веществе малой плотности. Распады наблюдаются внутри генератора и скорость распада изучается в функции плотности вещества (меняется только средняя плотность). Если смотреть распады в области, которая далека от переднего края регенератора , тогда переходными эффектами можно пренебречь, и отношение амплитуд K_S^0 и K_L^0 не зависит от положения

$$A_S / A_L = \rho_0 N_1 = R ,$$

где N_1 - число ядер в единице объема регенератора. Скорость распадов на два пиона будет тогда параболической функцией плотности

$$I_{+-}(N_1) = |\eta_{+-}|^2 + N_1^2 |\rho_0|^2 + 2 N_1 |\rho_0| |\eta_{+-}| \cos(\phi_{\rho_0} - \phi_\eta) . \qquad (54)$$

Обнаружение ненулевого наклона при $N_1 = 0$ доказывает наличие интерференции. Сам наклон дает относительную фазу ρ_0 и η . Конечно, необходимо заранее определить ϕ_{ρ_0} .

3.2. Эффект вещества и явление регенерации

Рассмотрим пучок нейтральных K -мезонов с импульсом k в произвольном веществе. Пусть n и $\bar{n}$ соответственно, комплексные показатели преломления в веществе. Они связаны с амплитудами рассеяния вперед $f(0)$ и $\bar{f}(0)$ K^0 и $\bar{K}^0$ -мезонов веществом соотношениями

$$n = 1 + \frac{2\pi N_1}{k^2} f(0)$$

и

$$\bar{n} = 1 + \frac{2\pi N_1}{k^2} \bar{f}(0) \; .$$

Производная по времени τ от $\psi(\tau)$ дается суммой

$$\left(\frac{d\psi}{d\tau}\right)_{med} = \left(\frac{d\psi}{d\tau}\right)_{vac} + \left(\frac{d\psi}{d\tau}\right)_{nucl} ,$$

где

$$-\left(\frac{d\psi}{d\tau}\right)_{vac} = (\hat{\Gamma} + i\hat{M})\,\psi \qquad (55)$$

За время $d\tau$ K - мезоны проходят расстояние

$$dz = (1 - v^2)^{-1/2}\, v\, d\tau \; .$$

По определению коэффициента преломления

$$\left(\frac{d\psi}{dz}\right)_{nucl} = i k \begin{pmatrix} n-1 & 0 \\ 0 & \bar{n}-1 \end{pmatrix} \psi \; .$$

Окончательно

$$-\left(\frac{d\psi}{d\tau}\right)_{med} = (\Gamma' + iM')\,\psi , \qquad (56)$$

где

$$\Gamma' + iM' = \hat{\Gamma} + i\hat{M} - \frac{2\pi N_1 v}{(1-v^2)^{1/2}\, k} \begin{pmatrix} f(0) & 0 \\ 0 & \bar{f}(0) \end{pmatrix} , \qquad (57)$$

а v – скорость K –мезонов относительно вещества.

В полной аналогии с (10) и (12) мы имеем в веществе

$$(\Gamma' + i M')|K'_j\rangle = \left(\frac{1}{2}\Gamma'_j + i m'_j\right)|K'_j\rangle; \quad (j = S, L)$$

и

$$|K'_S\rangle = [2(1 + |\epsilon'_1|^2)]^{-1/2}\begin{pmatrix} 1 + \epsilon'_1 \\ 1 - \epsilon'_1 \end{pmatrix} \qquad (58^a)$$

и

$$|K'_L\rangle = [2(1 + |\epsilon'_2|^2)]^{-1/2}\begin{pmatrix} 1 + \epsilon'_2 \\ -(1 - \epsilon'_2) \end{pmatrix}. \qquad (58^B)$$

Если пренебречь квадратичными по ϵ'_1 и ϵ'_2 членами, то связи между ϵ'_j и ϵ_j оказываются весьма простыми

$$\epsilon'_1 = \epsilon_1 - R; \quad \epsilon'_2 = \epsilon_2 + R, \qquad (59)$$

где

$$R = \frac{i\pi N_1 \Lambda [f(0) - \bar{f}(0)]}{k\left(\frac{1}{2} + i\mu\right)}, \qquad (60)$$

а

$$\mu = \frac{m'_S - m'_L}{\Gamma'_S - \Gamma'_L}; \qquad \Lambda = (1 - v^2)^{-1/2}(\Gamma'_S - \Gamma'_L)^{-1} v.$$

Так как $\Gamma'_S \gg \Gamma'_L$, то $\Lambda \cong$ средней длине распада короткоживущих K^0 –мезонов в веществе.

Комбинируя (58) и (59), мы получаем, пренебрегая квадратичными членами

$$|K'_S\rangle = |K^0_S\rangle - R|K^0_L\rangle \qquad (61^a)$$

и

$$|K'_L> = |K_L^0> + R|K_s^0> \qquad (61^в)$$

Различие между $|K_s'>$ и $|K_s>$, $|K'_L>$ и $|K_L>$ позволяет использовать вещество для эффективного превращения K_s^0 и K_L^0.

Рассмотрим пучок K^0, который уже прошел в вакууме значительное время $\gg \Gamma_s^{-1}$. Компонента $|S>$ уже распалась и мы имеем пучок, состоящий из чистых K_L^0 -мезонов.

Пусть такой пучок проходит через пластину вещества. Волновая функция K -мезонов после прохождения расстояния $L = (1 - v^2)^{-1/2}\, v\ell$ в веществе дается

$$\Psi = e^{-\lambda_2 \ell} \{ |K_L^0> + R\,[1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)\ell}]\,|K_s^0> \}, \qquad (62)$$

где

$$\lambda_1 = \frac{1}{2}\Gamma_s' + i m_s', \quad \lambda_2 = \frac{1}{2}\Gamma_L' + i m_L'.$$

Даже в отсутствии CPT-инвариантности

$$\lambda_1 + \lambda_2 = \frac{1}{2}(\Gamma_s + \Gamma_L) + i(m_s + m_L) - i\,\frac{2\pi N_1 v}{(1 - v^2)^{1/2}\, k}\,[f(0) + \bar{f}(0)] \qquad (63)$$

При ее справедливости

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \{ [\frac{1}{2}(\Gamma_s - \Gamma_L) + i(m_s + m_L)]^2 - \frac{(2\pi N_1 v)^2}{(1 - v^2)\, k^2}\,[f(0) - \bar{f}(0)]^2 \}^{1/2} \qquad (64)$$

Формула (62) приводит к (53), причём

$$\rho = R[1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)\ell}]$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдуших разделах мы рассмотрели основные представления феноменологического анализа $K \to 2\pi$ -распада. Мы рассмотрели кратко также те регенерационные и интерференционные опыты, в которых добываются экспериментальные данные о параметрах, характеризующих GP нарушение в $K \to 2\pi$ -распаде.

Резкое изменение заключений о величине фазы ϕ_{+-} показывает, что не все выводы можно считать устоявшимися. По-видимому, скоро появятся новые измерения величины $|\eta_{00}|$, а, может быть, и ее фазы. Большое значение приобретают эксперименты по поискам зарядовой асимметрии в $K^0_{\ell_3}$ -распадах /12/. Эксперименты по поиску дипольного момента нейтрона (данные на июль 1967г : $(-2 \pm 3) 10^{-22}$ е см)- самый разительный пример опыта без странных частиц, окончательные результаты которого могут иметь самое резонирующее влияние на заключения о механизме нарушения CP-инвариантности.

Большая часть публикуемых в последнее время в "Письмах" анализов не учитывает еще изменения ϕ_{+-}. Однако, различие $|\eta_{+-}|$ и $|\eta_{00}|$ свидетельствует об отличии от нуля ϵ'. Более того, и это ясно видно из графических построений, на которых комплексным числам η_{+-}, η_{00}, ϵ и ϵ' сопоставляются двумерные вектора, при данном векторе η_{+-} и модуле $|\eta_{00}|$ при известной фазе ϵ (45° или 225°) имеются два решения, два набора значений векторов ϵ и ϵ'. Одно из них характеризуется сопоставимыми значениями ϵ и ϵ'. При справедливости другого $|\epsilon| \ll |\epsilon'|$. Случай, которого сегодня нельзя исключить, $\epsilon = 0$, оставляет неизменной суперпозицию $|K^0_L\rangle = |K^0_2\rangle$, $|K^0_S\rangle = |K^0_1\rangle$ и приписывает правило $\Delta I \geq 3/2$ CP-нарушающим процессам.

По данным анализа, проведенного Труонгом, при $|\eta_{00}| = 2{,}4\,|\eta_{+-}|$ и $\phi_{+-} = \pi/2$

$\phi_0 = 10^\circ$, $\phi_{\epsilon'} = 166^\circ$, $|\epsilon/2| = 1{,}33\,|\eta_{+-}|$, $|\epsilon'/2| = 0{,}82\,|\eta_{+-}|$

для "большого решения", и

$\phi_0 = 262^\circ$ $\phi_{\epsilon'} = 84^\circ$, $|\epsilon/2| = 0{,}2\,|\eta_{+-}|$, $|\epsilon'/2| = 1{,}13\,|\eta_{+-}|$

для "малого решения".

Зарядовая асимметрия a в $K^0_{\ell_3}$ распадах дается прямо $\mathrm{Re}\,\epsilon$

$$a \equiv \frac{\Gamma(K^0_2 \to \pi^- \ell^+ \nu) - \Gamma(K^0_2 \to \pi^+ \ell^- \bar{\nu})}{\Gamma(K^0_2 \to \pi^- \ell^+ \nu) + \Gamma(K^0_2 \to \pi^+ \ell^- \bar{\nu})} = 2\,\mathrm{Re}\,\epsilon$$

(если исключить наличие переходов с $\Delta Q = -\Delta S$).

Первые измерения a для $K^0_{\mu 3}$ распада уже проведены (ЦЕРН). Измерение a с достаточной точностью может позволить различить "большое решение" от "малого". Для большого решения" $a = 0{,}62\%$, а для малого $a = -0{,}11\%$.

Отсутствие зависимости от энергии вероятности $K \to 2\pi$ распада $\left(\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{E_k}{m_k}\right)^{n'} = \Gamma_0\, \gamma^{n'},\quad n' = 0{,}06 \pm 0{,}18\right)$ исключило рассмотренные до сих пор попытки приписать влиянию некоего внешнего поля само существование $K \to 2\pi$ распада. Измерение ϕ_{+-}, как отмечено в обзоре Ли и Ву, позволяет исключить нелокальное изоскалярное поле, которое не приводит к зависимости скорости распада от энергии, но предсказывает , что

$$\phi_{+-} = \pi/2 + \phi_w .$$

Экспериментальные данные предпочитают колебаться вдали от этого значения.

Конечно, феноменология это необходимый, но не основной этап. Однако развитые при анализе нарушения CP-инвариантности в $K \to 2\pi$ распаде формальные методы могут оказаться полезными для других задач, с которыми еще встретятся участники этой школы физиков.

2. Ко времени сдачи в печать текста этих лекций (середина сентября 1967г) стали известными новые результаты исследования $K^0 \to 2\pi$ распадов и вообще нарушения CP-инвариантности. Эти данные содержатся в обзорном докладе Дж.Кронина на недавно проходившей конференции в Рочестере.

а) Продолжение эксперимента группы Кронина привело к уточнению значения модуля η_{00}

$$|\eta_{00}| = (4{,}17 \pm 0{,}3) . 10^{-3}$$

б) Произведены два измерения асимметрии a для $K^0_{\mu 3}$ и K^0_{e3} распадов. По данным группы из Станфорда для $K^0_{\mu 3}$ распада

$$N^+_{\mu} / N^-_{\mu} = 1{,}0080 \pm 0{,}0026$$

По данным группы Колумбийского университета для K^0_{e3} распада

$$\frac{N^+_e - N^-_e}{N^+_e + N^+_e} = (2{,}16 \pm 0{,}4) . 10^{-3}$$

Считая переходы с $\Delta Q = -\Delta S$ отсутствующими, из этих данных авторы получили, что

$$\mathrm{Re}\,\epsilon = (2{,}0 \pm 0{,}65)\,10^{-3}$$

и

$$\mathrm{Re}\,\epsilon = (1{,}08 \pm 0{,}20)\,10^{-3}$$

Эти результаты отбирают "большое" решение для величин ϵ и ϵ'.

В обозначениях, принятых в лекции Белла и Штейнбергера и здесь, "решение 1", приведенное в докладе Кронина, может быть представлено в виде

$$|\epsilon| = (2{,}35 \pm 0{,}6)\,10^{-3}$$
$$|\epsilon'| = (1{,}70 \pm 0{,}43)\,10^{-3}$$
$$\delta_2 - \delta_0 = (-105 \pm 16)^\circ$$
$$\mathrm{Arg}\,\eta_{00} = (14 \pm 20)^\circ$$
$$\mathrm{Re}\,\epsilon = (1{,}60 \pm 0{,}4)\,10^{-3}$$

(Здесь ϵ' отличается на $\sqrt{2}$ от принятого у Кронина). Этому решению соответствует нарушение CP-инвариантности, интенсивность которого слабо зависит от величины ΔI.

Прямое измерение $\mathrm{Arg}\,\eta_{00}$ вместе с более точной проверкой правил $\Delta Q = \Delta S$ и $\Delta I = 1/2$ при распадах K^0-мезонов позволит проверить непротиворечивость самого феноменологического анализа, включая CPT-инвариантность слабых взаимодействий.

3. Из новой литературы, ставшей доступной автору, хотелось бы обратить внимание на только что появившиеся лекции Шарпака и Гурдена (ЦЕРН-Орсе) " $K^0 - \bar{K}^0$ система."

Автор весьма благодарен И.Ю.Кобзареву, Л.Б.Окуню и В.М.Шехтеру за полезные обсуждения рассмотренных выше вопросов в Отепя, а также организаторам школы физиков в Эстонии за дружеское гостеприимство.

Литература

1. J.M.Gaillard et al Phys.Rev.Lett., 18, 20, 1967.
2. J.W.Cronin et al Phys.Rev.Lett., 18, 25, 1967.
3. C.Rubbia, J.Steinberger Phys.Rev.Lett., 24B, 531, 1967.
4. M.Bott et al Phys. Lett., 24B, 438, 1967.

5. T.T.Wu, C.N.Yang Phys. Rev.Lett., 13, 380, 1964.
6. М.В.Терентьев K_2^0 -распад и возможное несохранение СР-чётности". УФН 86, 231,1965.
7. S.Bell, J.Steinberger Oxford Int. Conf. 1965.
8. T.D.Lee, C.S.Wu, Ann Rev. Nucl. Sci., 16, 511, 1966.
9. F.A.Abbud, B.W.Lee, C.N.Yang Phys. Rev.Lett., 18, 980, 1967.
10. S.Barshay, Phys.Rev.Lett., 18, 515, 1967.
11. S.L.Glashow. Phys.Rev.Lett., 18, 524, 1967.
12. P.D.Miller, W.B.Dress, J.K.Baird, N.F.Ramsey Phys. Rev.Lett., 19, 381, 1967.
C.G.Shull, R.Nathans Phys.Rev.Lett., 19, 384, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 сентября 1967 года.