539.12.01

НЕСОХРАНЕНИЕ CP-ЧЕТНОСТИ В $K \to 3\pi$-РАСПАДЕ

В. В. Анисович

В настоящее время еще не ясно, какова природа нарушения CP-инвариантности, обнаруженного в распаде $K_L \to 2\pi$ [1]. Ввиду этого представляются важными поиски эффектов, связанных с несохранением CP в других реакциях. С этой точки зрения распад $K \to 3\pi$ обсуждался в работах [2-8]. Ниже будет рассказано о трех основных эффектах, возникающих при несохранении CP в распадах $K \to 3\pi$.

Важнейшей особенностью распада $K \to 3\pi$ является сравнительная малость выделения энергии. Это обстоятельство позволяет думать, что амплитуду распада можно разложить в ряд по энергиям π-мезонов около средней точки далиц-плота (Dalitz plot) и ограничиться несколькими первыми членами. Действительно, вероятности распадов сравнительно неплохо описываются формулами вида $\lambda^2 \left[1 + \frac{2a}{m_\pi^2} (s_{12} - s_0)\right]$, где $s_{12} = (p - k_3)^2$, p — импульс K-мезона, k_3 — импульс непарного мезона (π^--мезона в распаде $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$, π^+-мезона в распаде $K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+$ и π^0-мезона в распаде $K_{20} \to \pi^+\pi^-\pi^0$), s_0— значение s_{12} в средней точке далиц-плота. Правило $\Delta T = 1/2$ приводит к тому, что полный изоспин системы пионов равен единице и константы λ в различных реакциях связаны между собой: $\lambda^{00+} = \lambda^{+-0} = -\frac{1}{2}\lambda^{++-} = -\frac{1}{3}\lambda^{000}$. Аналогичная связь существует и между константами a : $a^{00+} = a^{+-0} = -2^{++-}$, $a^{000} = 0$.

Если взаимодействие π-мезонов при низких энергиях не мало́ (если длины рассеяния пионов порядка $0{,}5\, m_\pi^{-1} - m_\pi^{-1}$), то в амплитуде распада могут играть заметную роль члены, связанные с перерассеянием образовавшихся частиц. В этом случае вероятность распада $K \to 3\pi$ только в середине далиц-плота описывается функцией типа $\lambda^2 \left[1 + \frac{2a}{m_\pi^2} (s_{12} - s_0)\right]$, а на краях может отличаться от такого типа, так как на краях далиц-плота у амплитуды имеются сингулярности, связанные с перерассеянием π-мезонов (рис. 1).

Для реакций рождения трех частиц с малым выделением кинетической энергии (типа распада $K \to 3\pi$) может быть развита строгая феноменологическая теория, аналогичная теории эффективного радиуса Бете — Пайерлса для дейтрона. В рамках этой теории можно учесть взаимодействие образовавшихся π-мезонов в распаде $K \to 3\pi$ [9, 10]. При этом, если взаимодействие π-мезонов при низких энергиях не слишком велико (длины рассеяния пионов меньше или примерно равны m_π^{-1}), амплитуда разлагается в ряд, первый член которого — константа, а следующие члены порядка $E^{1/2}$, E, $E^{3/2}$ и т. д. (E — кинетическая энергия, выделяющаяся при распаде). Сингулярные члены порядка $E^{1/2}$ обязаны своим происхождением диаграммам типа рис. 1, *а*, сингулярные члены порядка E — диаграммам типа рис. 1, *б*. Численные коэффициенты перед этими сингулярными членами выражаются через амплитуды рассеяния π-мезонов при низких энергиях. Коэффициенты перед аналитическими членами не могут быть связаны с другими физическими величинами — при таком рассмотрении эти коэффициенты приходится считать неизвестными константами. Наряду с сингулярными членами таким образом вычисляются однозначно все

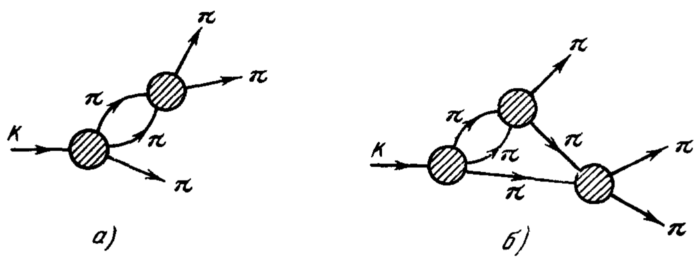

Рис. 1.

мнимые части амплитуды, связанные с перерассеянием образовавшихся π-мезонов. Оказывается, что при длинах рассеяния пионов порядка m_π^{-1} сингулярные члены не меняют существенно спектров π-мезонов в распаде $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$ и вероятность распада по-прежнему может описываться во всей области формулой типа $\lambda^2 \left[1+\frac{2a}{m_\pi^2}(s_{12}-s_0)\right]$ с достаточной точностью. Наоборот, в спектрах $K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+$ и $K_{20} \to \pi^+\pi^-\pi^0$ вклад сингулярных членов более значителен и на краях спектров должно быть заметное отклонение от линейного характера. В работе [11] были собраны данные по распадам $K^\pm \to \pi^0\pi^0\pi^\pm$ и $K_{20} \to \pi^+\pi^-\pi^0$, полученные различными авторами (всего около 6000 случаев). При этом наблюдалось отличие от линейного характера. Это, по-видимому, указывает на то, что длины рассеяния пионов не малы и при анализе распадов $K \to 3\pi$ необходимо учитывать сингулярности, связанные с перерассеянием образовавшихся π-мезонов.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, НЕ СОХРАНЯЮЩИЕ *CP*-ЧЕТНОСТЬ В РАСПАДАХ $K \to 3\pi$

Экспериментальное изучение распадов $K \to 3\pi$ дает возможность определить, имеются ли нарушения CP в миллислабых взаимодействиях с сохранением пространственной четности.

Для миллислабых взаимодействий с $\Delta Y = \pm 1$ (Y — гиперзаряд), не сохраняющих CP, будет использоваться обозначение $MW^P_{\Delta T}$. $P = \pm$ показывает, сохраняется ли пространственная четность в этом взаимодействии (+) или нет (—). Индекс ΔT характеризует несохранение изотопического спина. Например, $MW^+_{1/2}$ означает миллислабое взаимодействие с сохранением пространственной четности и правилами отбора $\Delta Y = \pm 1$, $\Delta T = \pm 1/2$.

Миллислабое взаимодействие с изменением пространственной четности и сверхслабое взаимодействие Вольфенштейна [12] не дают вклада в 3π-распады $K^\pm$-мезонов, а в распады нейтральных K-мезонов дают вклад только посредством процессов $K_{10} \xrightarrow{\text{слабое}}$ адроны $\xrightarrow{MW^-} K_{20} \to 3\pi$, $K_{20} \xrightarrow{MW^-}$ адроны $\xrightarrow{\text{слабое}} K_{10} \to 3\pi$, $K_{10} \xrightarrow{\text{сверхслабое}} K_{20} \to 3\pi$, $K_{20} \xrightarrow{\text{сверхслабое}} K_{10} \to 3\pi$. Если мы определим долгоживущую и короткоживущую компоненты посредством равенств $K_L = K_{10} + \varepsilon K_{20}$ и $K_S = K_{20} + \varepsilon K_{10}$, то в мат ричных элементах, описывающих распады K_{10}- и K_{20}-мезонов, уже не надо учитывать переходы $K_{10}\to K_{20}$ и $K_{20}\to K_{10}$: они полностью учтены введением параметра смешивания ε. Таким образом, непосредственных переходов $K_{10}\to 3\pi$ и $K_{20}\to 3\pi$ под воздействием миллислабого взаимодействия с изменением пространственной четности и сверхслабого взаимодействия Вольфенштейна рассматривать не нужно.

Величины взаимодействий $MW^+_{1/2}$ и $MW^+_{3/2}$ по отношению к слабому (в дальнейшем такие отношения будут обозначаться через $r^P_{\Delta T}$) должны

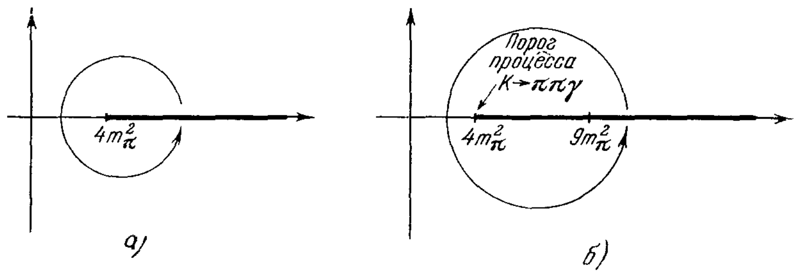

Рис. 2.

быть не более 10^{-3}. В противном случае $MW^+_{1/2}$ и $MW^+_{3/2}$ приводили бы к слишком большому нарушению CP в распаде $K_L\to 2\pi$ посредством процесса $K_{20}\xrightarrow{\text{слабое}}$ адроны $\xrightarrow{MW^+_{1/2,\,3/2}} K_{10}\to 2\pi$. Взаимодействия $MW^+_{5/2}$ и $MW^+_{7/2}$ не дают вклада в такие переходы. Мы увидим, однако, что из экспериментов по измерению отношений вероятностей распадов $K^+\to\pi^+\pi^+\pi^-$ и $K^-\to\pi^-\pi^-\pi^+$ следуют аналогичные ограничения и для взаимодействий $MW^+_{5/2}$ и $MW^+_{7/2}$: $r^+_{5/2}\leqslant 10^{-3}$, $r^+_{7/2}\leqslant 10^{-3}$.

2. НЕСОХРАНЕНИЕ CP-ЧЕТНОСТИ В РАСПАДАХ $K^\pm\to 3\pi$

Амплитуды распадов $K^+\to\pi^+\pi^+\pi^-$ и $K^+\to\pi^0\pi^0\pi^+$ имеют вид

$$A^{++-}=\lambda^{++-}\left\{1+\frac{4a^{++-}}{m_\pi^2}\left(k_{12}^2-\frac{Em_\pi}{2}\right)+ik_{12}a_2+\right.$$
$$\left.+i\left(k_{13}+k_{23}\right)\left[\frac{2}{3}a_0+\frac{1}{3}a_2+\frac{1}{3}\rho\left(a_2-a_0\right)\right]+\ldots\right\}, \quad (1)$$

$$A^{00+}=\lambda^{00+}\left\{1+\frac{4a^{00+}}{m_\pi^2}\left(k_{12}^2-\frac{Em_\pi}{2}\right)+\right.$$
$$\left.+ik_{12}\left[\frac{1}{3}a_0+\frac{2}{3}a_0^2+\frac{2}{3}\rho^{-1}\left(a_2-a_0\right)\right]+i\left(k_{13}+k_{23}\right)a_2+\ldots\right\}; \quad (2)$$

здесь k_{il} — относительные импульсы π-мезонов (индексы 1 и 2 относятся к одинаковым π-мезонам), $\rho=\lambda^{00+}/\lambda^{++-}$. Первые два слагаемых в фигурных скобках — аналитические члены в разложении амплитуды ($s_{12}-s_0=4k_{12}^2-2m_\pi E$), следующие — сингулярные члены порядка $E^{1/2}$, которые возникли от диаграмм типа рис. 1, *а*. Точками обозначены последующие члены: сингулярные порядка E, которые возникают от диаграмм типа рис. 1, *в*, сингулярные порядка $E^{3/2}$ и т. д. Имеется правило перехода от амплитуд распада K^+-мезона к амплитудам распада K^--мезона в случае несохранения CP. Как уже говорилось, из-за взаимодействия образовавшихся π-мезонов амплитуда распада имеет особенности по s_{ie} (при $s_{ie}=4m_\pi^2$). Кроме того, амплитуда имеет особенности по M_K^2 (из-за переходов $K\to\pi\pi\pi\to\pi\pi\pi$, $K\to\pi\pi\gamma\to\pi\pi\pi$). Физическая амплитуда распада берется на верхних берегах разрезов, связанных с этими особенностями, т. е. при $s_{ie}+i\varepsilon$, $M_K^2+i\varepsilon$ ($\varepsilon\to+0$) (рис. 2). В амплитуде распада имеются как мнимости, связанные с возможными реальными процессами, так и мнимости, возникшие из нарушения CP. При переходе от амплитуд распада K^+-мезона к амплитудам распада K^--мезона меняется лишь знак мнимостей, связанных с нарушением CP, а мнимости, связанные с реальными процессами, должны сохранять знак. Поэтому при переходе от амплитуды распада K^+-мезона к амплитуде распада K^--мезона надо перейти от значений $s_{ie}+i\varepsilon$, $M_K^2+i\varepsilon$ к значениям $s_{ie}-i\varepsilon$, $M_K^2-i\varepsilon$, как показано на рис. 2 (при этом знак у мнимостей, связанных с реальными процессами, меняется), а затем провести комплексное сопряжение амплитуды *).

Отсюда видно, что в пренебрежении каналом $\pi\pi\gamma$ амплитуды распадов K^--мезонов получаются из (1) и (2) комплексным сопряжением констант λ и a (и, следовательно, ρ).

Тогда из (1) и (2) следует, что имеются следующие выражения для отношения полных вероятностей распадов:

$$\frac{W(K^+\to\pi^+\pi^+\pi^-)}{W(K^-\to\pi^-\pi^-\pi^+)}=1+\frac{256}{45\pi}\sqrt{m_\pi E}\,(a_0-a_2)\,\mathrm{Im}\,\rho, \tag{3}$$

$$\frac{W(K^+\to\pi^0\pi^0\pi^+)}{W(K^-\to\pi^0\pi^0\pi^-)}=1-\frac{1024}{45\pi}\sqrt{m_\pi E}\,(a_0-a_2)\,\mathrm{Im}\,\rho. \tag{4}$$

Величина ρ определяется отношением двух амплитуд τ-распада при нулевой энергии. В этом случае как пространственная, так и зарядовая части волновой функции трех π-мезонов должны быть полностью симметричны, вследствие чего они могут находиться в состоянии либо с $T=1$, либо с $T=3$. Если распадное взаимодействие принадлежит к классу $MW^+_{1/2,\,3/2}$, то может образоваться лишь первое состояние. Тогда $\rho=1/2$, так что $\mathrm{Im}\,\rho=0$. На самом деле отличное от нуля $\mathrm{Im}\,\rho$ может возникнуть здесь за счет виртуального электромагнитного взаимодействия, содержащего добавочную малость $\approx 10^{-2}$. В случаях $MW^+_{5/2}$ и $MW^+_{7/2}$ состояние с $T=3$ допустимо и $\mathrm{Im}\,\rho\neq 0$. Взаимодействия $MW^+_{1/2,\,3/2}$ могут также приводить к появлению отличных от нуля $\mathrm{Im}\,a^{++-}$ и $\mathrm{Im}\,a^{00+}$. Вычисления, аналогичные приведенным, показывают, однако, что вклад слагаемых, пропорциональных $\mathrm{Im}\,a^{++-}$ и $\mathrm{Im}\,a^{00+}$, мал: в полных вероятностях коэффициенты перед этими мнимыми частями порядка 10^{-2}. Экспериментальные данные по отношениям вероятностей распадов

$$\frac{W(K^+\to\pi^+\pi^+\pi^-)}{W(K^-\to\pi^-\pi^-\pi^+)}=1{,}005\pm0{,}009\ ^{13},\quad 1{,}0004\pm0{,}0021\ ^{14}$$

показывают, что взаимодействия $MW^+_{5/2}$ и $MW^+_{7/2}$ должны составлять величину, меньшую или порядка 10^{-3} от слабого. Увеличение в этих экспериментах точности на один порядок представляет большой интерес.

3. ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ В РАСПАДЕ $K_L\to\pi^+\pi^-\pi^0$

Система $\pi^+\pi^-\pi^0$ может находиться в состояниях с полными изоспинами 0, 1, 2 и 3. Состояния с полными изоспинами 0 и 2 обладают положительной четностью по CP, состояния с полными изоспинами 1 и 3 — отрицательной CP-четностью. Амплитуда с $T=0$ полностью антисимметрична по энергиям π-мезонов, и поэтому первый член разложения ее имеет малый множитель $(K_{12}^2-K_{13}^2)(K_{12}^2-K_{23}^2)(K_{13}^2-K_{23}^2)$. Амплитуда с $T=2$ антисимметрична по энергиям π^+- и π^--мезонов, поэтому первый член ее разложения имеет множитель $(K_{13}^2-K_{23}^2)$ (индексы 1, 2

*) Это правило носит общий характер. Единственное отличие в общем случае заключается в том, что при такой процедуре мы переходим к амплитуде с античастицами, у которых все проекции спинов заменены на обратные.

и 3 относятся соответственно к π^+-, π^-- и π^0-мезонам). Разложение амплитуд с $T = 1$ и $T = 3$ в ряд по энергиям пионов, как в случае распада K^+-мезона, начинается с постоянного члена. Это разложение для распада $K_{20} \to \pi^+\pi^-\pi^0$ имеет вид

$$A(K_{20} \to \pi^+\pi^-\pi^0) = \lambda^{+-0} \left\{1 + \frac{4a^{+-0}}{m_\pi^2}\left(k_{12}^2 - \frac{Em_\pi}{2}\right) + \right.$$
$$\left. + ik_{12}\left[\frac{2}{3}a_0 + \frac{1}{3}a_2 + \frac{1}{3}\sigma(a_2 - a_0)\right] + i(k_{13} + k_{23})a_2 + \ldots\right\} +$$
$$+ iB_2^- \left\{k_{13}^2 - k_{23}^2 + i\frac{3}{2}a_2\left[k_{13}\left(k_{13}^2 - \frac{Em_\pi}{2}\right) - k_{23}\left(k_{23}^2 - \frac{Em_\pi}{2}\right)\right] + \ldots\right\} +$$
$$+ iB_0^-(k_{12}^2 - k_{13}^2)(k_{12}^2 - k_{23}^2)(k_{13}^2 - k_{23}^2); \qquad (5)$$

здесь первое слагаемое (пропорциональное λ^{+-0}) описывает переходы с сохранением CP в состояния с полными изоспинами 1 и 3, а второе (пропорциональное B_2^-) и третье (пропорциональное B_0^-) — переходы с изменением CP в состояния с изоспинами 2 и 0. Константы λ^{+-0}, a^{+-0}, B_2^- и B_0^- действительны. Действительная константа $\sigma = \lambda^{000}/\lambda^{+-0}$ равна -3 в отсутствие переходов с $\Delta T = 5/2$ и $\Delta T = 7/2$. В формуле (5), как и в формулах (1) и (2), учтены лишь сингулярные члены, возникающие от диаграмм типа рис. 1, *а*, а сингулярности, связанные с диаграммами типа рис. 1, *в*, и т. д. опущены.

Амплитуда перехода $K_{10} \to \pi^+\pi^-\pi^0$ получается из (5) заменой $\lambda^{+-0} \to i\tilde{\lambda}^{+-0}$, $a^{+-0} \to \tilde{a}^{+-0}$, $B_2^- \to -iA_2^+$, $B_0^- \to -iA_0^+$, причем эти новые константы $\tilde{\lambda}^{+-0}$, $\tilde{a}^{+-0}$, A_2^+ и A_0^+ также действительны. Слагаемое, пропорциональное $\tilde{\lambda}^{+-0}$, связано с переходами в состояния с полными изоспинами 1 и 3 с изменением CP, слагаемое, пропорциональное A_2^+, описывает переходы с сохранением CP в состояние с изоспином 2 ($\Delta T = 3/2$ и $\Delta T = 5/2$), а слагаемое, пропорциональное A_0^+,— в состояние с изоспином 0 (с сохранением CP и $\Delta T = 1/2$).

Зарядовая асимметрия в распаде $K_L = \pi^+\pi^-\pi^0$ равна ($K_L = K_{20} + \varepsilon K_{10}$)

$$\frac{W(E_+ > E_-) - W(E_+ < E_-)}{W(E_+ > E_-) + W(E_+ < E_-)} \cong$$
$$\cong -\frac{Em_\pi}{\lambda^{+-0}}\{0{,}7A_2^+ \operatorname{Re}\varepsilon + \sqrt{Em_\pi}(0{,}8a_0 - 0{,}1a_2)(B_2^- + A_2^+ \operatorname{Im}\varepsilon)\} -$$
$$-\frac{E^3m_\pi^3}{\lambda^{+-0}}\{0{,}04A_0^+ \operatorname{Re}\varepsilon + \sqrt{Em_\pi}(0{,}05a_2 + 0{,}04a_2)(B_0^- + A_0^+ \operatorname{Im}\varepsilon)\}. \qquad (6)$$

Амплитуда A_0^+ обусловлена переходом с сохранением CP и $\Delta T = 1/2$, поэтому $A_0^+/\lambda^{+-0} \sim M^{-6}$, где M — некоторая «характерная» масса. Никаких экспериментальных оценок величины A_0^+ (а значит, и величины M) не существует. По-видимому, разумно считать, что $M \approx m_\pi - 5m_\pi$: «характерная» масса, лишающая размерности коэффициент перед $k_{12}^2 - \frac{Em_\pi}{2}$ в (1) и (2), порядка m_π, однако вполне возможно, что для других коэффициентов эта масса существенно больше. Отношение амплитуд $A_2^+/\lambda^{+-0} \approx (10^{-1} \div 10^{-2})\,M^{-2}$. Малость порядка $10^{-1} - 10^{-2}$ возникла из-за того, что амплитуда A_2^+ описывает переход с нарушением правила $\Delta T = 1/2$. При нарушении CP взаимодействиями $MW_{1/2}^+$, $MW_{3/2}^+$, $MW_{5/2}^+$ и $MW_{7/2}^+$ оценки на амплитуды B_2^- и B_0^- даны в табл. I. Возникающая дополнительная малость порядка 10^{-2} в амплитуде B_2^- в случае взаимодействия $MW_{1/2}^+$ связана с тем, что это взаимодействие дает

Таблица I

($r^P_{\Delta T}$ — отношение «сил» взаимодействия $MW^P_{\Delta T}$ и слабого, M — характерная масса порядка m_π — $5m_\pi$ (m_π — масса пиона))

	$MW^+_{1/2}$	$MW^+_{3/2}$	$MW^+_{5/2}$	$MW^+_{7/2}$
$\tilde{\lambda}/\lambda$	$\approx r^+_{1/2}$	$\approx r^+_{3/2}$	$\approx r^+_{5/2}$	$\approx r^+_{7/2}$
B_0^-/λ	$\approx \frac{r^+_{1/2}}{M^6}$	$\approx 10^{-2}\frac{r^+_{3/2}}{M^6}$	$\approx 10^{-2}\frac{r^+_{5/2}}{M^6}$	$10^{-4}\frac{r^+_{7/2}}{M^6}$
B_2^-/λ	$\approx 10^{-2}\frac{r^+_{1/2}}{M^2}$	$\approx \frac{r^+_{3/2}}{M^2}$	$\approx \frac{r^+_{5/2}}{M^2}$	$\approx 10^{-2}\frac{r^+_{7/2}}{M^2}$

Таблица II

(a_0 и a_2 — длины рассеяния пионов в состояниях с изоспинами 0 и 2, m_π — масса пиона, M — характерная масса порядка m_π — $5m_\pi$)

Тип взаимодействия	Отношение «сил» взаимодействия, нарушающего CP, и слабого $r^P_{\Delta T}$	$\frac{W(K^+\to\pi^+\pi^+\pi^-)}{W(K^-\to\pi^-\pi^-\pi^+)}-1$	Асимметрия $\frac{W(E_+>E_-)-W(E_+<E_-)}{W(E_+>E_-)+W(E_+<E_-)}$ в распаде $K_L\to\pi^+\pi^-\pi^0$	Величина амплитуды α осцилляций в зависимости вероятности распада $K\to\pi^+\pi^-\pi^0$ от времени
Сверхслабое Вольфенштейна		0	$\approx(10^{-4}\div 10^{-5})\frac{m_\pi^2}{M^2}$	$\approx 10^{-3}$
$MW^-_{1/2}$	$\leqslant 10^{-3}$	0	$\approx(10^{-4}\div 10^{-5})\frac{m_\pi^2}{M^2}$	$\approx 10^{-3}$
$MW^-_{3/2}$	$\leqslant 10^{-3}$	0	$\approx(10^{-4}\div 10^{-5})\frac{m_\pi^2}{M^2}$	$\approx 10^{-3}$
$MW^+_{1/2}$	$\leqslant 10^{-3}$	$\approx 10^{-2}r^+_{1/2}$	$\approx(10^{-4}\div 10^{-5})\frac{m_\pi^2}{M^2}$	$\approx 10^{-3}$
$MW^+_{3/2}$	$\leqslant 10^{-3}$	$\approx 10^{-2}r^+_{3/2}$	$\approx(10^{-4}\div 10^{-5})\frac{m_\pi^2}{M^2}+r^+_{3/2}\frac{m_\pi^3 a_0}{M^2}$	$\approx 10^{-3}$
$MW^+_{5/2}$	$\leqslant 10^{-3}$	$\approx\lvert a_0-a_2\rvert m_\pi\cdot r^+_{5/2}$	$\approx(10^{-4}\div 10^{-5})\frac{m_\pi^2}{M^2}+r^+_{5/2}\frac{m_\pi^3 a_0}{M^2}$	$\approx 10^{-3}+\lvert a_0-a_2\rvert m_\pi r^+_{5/2}$
$MW^+_{7/2}$	$\leqslant 10^{-3}$	$\approx\lvert a_0-a_2\rvert m_\pi\cdot r^+_{7/2}$	$\approx(10^{-4}\div 10^{-5})\frac{m_\pi^2}{M^2}$	$\approx 10^{-3}+\lvert a_0-a_2\rvert m_\pi r^+_{7/2}$

переход в состояние с полным изоспином 2 только при наличии виртуального γ-кванта. Аналогичная причина обусловливает появление дополнительной малости и в других случаях.

Оценки для величины зарядовой асимметрии

$$\frac{W(E_+ > E_-) - W(E_+ < E_-)}{W(E_+ > E_-) + W(E_+ < E_-)}$$

для различных типов взаимодействий, нарушающих CP, приведены в табл. II. Видно, что при любом варианте нарушения CP зарядовая асимметрия должна быть мала — порядка 10^{-4} — 10^{-5}.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ВРЕМЕНИ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА K^0- ИЛИ $\overline{K}^0$-МЕЗОНА НА $\pi^+\pi^-\pi^0$

Зависимость вероятности распада K^0- или $\overline{K}^0$-мезона на $\pi^+\pi^-\pi^0$ от времени описывается следующей формулой (знак «+» относится к распадам K^0-мезонов, знак «—» — к распадам $\overline{K}^0$-мезонов):

$$W_\pm(\pi^+\pi^-\pi^0) \sim e^{-t/\tau_L} + \frac{W(K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{W(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0)} e^{-t/\tau_s} \pm$$

$$\pm 2 \frac{\left| \int d\Phi A^* (K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0) A (K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0) \right|}{W(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0)} e^{-t/2\tau_L - t/2\tau_S} \cos(\Delta m t + \varphi),$$

$$\varphi = \arg \int d\Phi A^* (K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0) A (K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0), \qquad (7)$$

где $\int d\Phi$ — интеграл по фазовому объему пионов, t — время, $\Delta m = m_L - m_S$. Осцилляции во временно́й зависимости возникают из-за последнего слагаемого. Амплитуду этих осцилляций можно получить, исходя из формулы для (5) и из аналогичной формулы для распада $K_{10} \to \pi^+\pi^-\pi^0$:

$$\alpha = 2 \frac{\left| \int d\Phi A^* (K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0) A (K_S \to \pi^+\pi^-\pi^0) \right|}{W(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0)} \simeq$$

$$\simeq 2 \left(1 + \frac{W(K_{10} \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{W(K_{20} \to \pi^+\pi^-\pi^0)}\right) \operatorname{Re} \varepsilon + \frac{64}{45\pi} \sqrt{m_\pi E}\,(a_0 - a_2) \left(3 \frac{\widetilde{\lambda}^{+-0}}{\lambda^{+-0}} + \frac{\widetilde{\lambda}^{000}}{\lambda^{+-0}}\right). \qquad (8)$$

Видно, что в любом варианте взаимодействия ожидаемые осцилляции порядка 10^{-3} (см. табл. II).

Институт физики высоких энергий,
Серпухов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
2. N. Byers, S. W. Macdowell, C. N. Yang, High-energy Physics and Elementary Particles, IAEA, Vienna, 1965, стр. 953.
3. Y. Ueda, S. Okubo, Phys. Rev. **B139**, 1591 (1965).
4. T. N. Truong, Phys. Rev. Lett. **17**, 153 (1966).
5. В. В. Анисович, В. М. Шехтер, Ядерная физика **5**, 855 (1967).
6. Я. Б. Зельдович, Ядерная физика **6**, 840 (1967).
7. M. K. Gaillard, Nuovo Cimento **52**, 359 (1967).
8. T. J. Devlin, S. Barshay, Phys. Rev. Lett. **19**, 881 (1967).
9. В. Н. Грибов, ЖЭТФ **41**, 1226 (1958).
10. В. В. Анисович, А. А. Ансельм, УФН **88** (2); 287 (1966).
11. В. В. Анисович, Л. Г. Дахно, Письма ЖЭТФ **6**, 907 (1967).
12. L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13**, 562 (1964).
13. C. R. Fletcher, E. W. Beier, R. T. Edwards et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 98 (1967).
14. C. L. Ford et al., Phys. Rev. Lett. **18**, 1214 (1967).