

Доп, 1968, т. 8, кт, с. 197 -
- 208

Ф-534

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3743



А.Т. Филиппов

НАРУШЕНИЕ CP - ИНВАРИАНТНОСТИ
В СЛАБЫХ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

P2 - 3743

А.Т. Филиппов

НАРУШЕНИЕ CP - ИНВАРИАНТНОСТИ
В СЛАБЫХ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ

2052/3 up



Сопоставляя результаты многочисленных экспериментов (см., например, обзоры ^{1/}), связанных с поисками эффектов нарушения CP - инвариантности и T - инвариантности в различных взаимодействиях - от умеренно сильных до сверхслабых - можно прийти к заключению, что в настоящее время целесообразнее рассмотреть теоретические модели и способы экспериментального обнаружения лишь следующих механизмов этого нарушения (более подробное обсуждение можно найти в обзорах ^{2/}).

1) На уровне 10^{-2} + 10^{-3} от обычного сильного взаимодействия с правилами отбора по изоспину и гипер-заряду: $\Delta I = 0, 1, 2$; $\Delta Y = 0$ (взаимодействие, содержащее лишь $\Delta I \geq 1/2$, запрещено). Мы будем называть такое взаимодействие адронов минисильным и обозначать символом **MS**. Наиболее интересно и наименее уловимо минисильное взаимодействие с $\Delta I = 0$.

2) В электромагнитных взаимодействиях адронов с $\Delta Y = 0$, $\Delta I = 0$ и лептонов ^{5/} (символ E). В этом механизме необходимо специально объяснить (см. ^{4в/}) малость электрического дипольного момента нейтрона, до сих пор не обнаруженного экспериментально ^{6/}. Этот вопрос более подробно обсуждается ниже.

3) На уровне 10^{-2} + 10^{-3} от обычного слабого взаимодействия адронов с $\Delta I = 1/2$ и $3/2$; $|\Delta Y| \leq 1$ * (взаимодействие, содержащее

*) Можно предложить конкретные модели, в которых допускаются переходы с $|\Delta Y| = 2$, не вступая в противоречия с экспериментом. Например, если минислабое взаимодействие с $|\Delta Y| = 2$ содержит лишь P - нечетные члены, то оно не может дать вклада в разность масс K_L и K_S и в распад $K_L \rightarrow 2\pi$, но может привести к наблюдаемым эффектам в некоторых других распадах ($E \rightarrow N\pi$, $\Omega \rightarrow \Lambda\pi$ и т.п.). Современная экспериментальная граница для вероятности распада $E \rightarrow N\pi$ ($\Gamma(E \rightarrow N\pi)/\Gamma$ все $< 5 \cdot 10^{-3}$) не исключает существования минислабого взаимодействия с $|\Delta Y| = 2$. (Заметим еще, что при $\Delta Y = 0$ должно быть $\Delta I = 0, 1, \dots$).

лишь $\Delta I \geq 5/2$, запрещено) и лептонов. Мы будем называть такое взаимодействие минислабым и обозначать символом MW .

4) В слабых распадах адронов (с $\Delta I = 1/2, 3/2, 5/2; |\Delta Y| \leq 1^x$) взаимодействие, содержащее лишь $\Delta I \geq 7/2$, запрещено) и лептонов с испусканием фотонов (в том числе и виртуальных $^{/8a/, /9/}$). Мы будем называть соответствующее взаимодействие слабоэлектромагнитным и обозначать его гамильтониан символом H_{EW} . Заметим, что совместное действие сильных, S , электромагнитных, E , и слабых, W , взаимодействий также можно описать некоторым эффективным гамильтонианом H_{EW}^{eff} . Поэтому нужно подчеркнуть, что H_{EW} дает ту (гипотетическую) часть слабоэлектромагнитных матричных элементов, которая не сводится к H_{EW}^{eff} . Вопрос о существовании такого нового взаимодействия H_{EW} представляет большой самостоятельный интерес независимо даже от проблемы нарушения CP -инвариантности xx).

5) Сверхслабое взаимодействие (символ SW , константа $= 10^{-8} - 10^{-9}$ от константы обычного слабого взаимодействия) адронов с $|\Delta Y| = 2^{/10/}$. Если экспериментальные данные $^{/11/}$ об отношении $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0) / \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ подтвердятся более точными измерениями, то этот механизм можно будет отбросить. Однако существующий феноменологический анализ параметров, характеризующих распады K_L и K_S , по-видимому, содержит некоторые противоречия $^{/125/}$ и поэтому целесообразно пока не отказываться от механизмов нарушения CP -инвариантности, противоречащих только этим данным. При перечислении всех механизмов мы при-

х) См. предыдущее примечание о возможности существования взаимодействий с $|\Delta Y| = 2$. Эта возможность в слабых радиационных распадах адронов также не изучена. Интересно было бы установить, существует ли распад $E \rightarrow N \pi \gamma$. (При $\Delta Y = 0$ правила отбора по изоспину должны быть $\Delta I = 0, 1, \dots$. Отсутствие дипольного момента у нейтрона несколько ограничивает эти возможности, см. ниже).

хх) В работе $^{/86/}$ была предложена модель, в которой слабоэлектромагнитный механизм нарушения CP -инвариантности связывается с H_{EW}^{eff} .

держивались этого принципа. Ограничения на большие значения ΔI возникли из требования неортогональности состояний K_L и K_S , которое вытекает из зарядовой асимметрии в распадах $K_L \rightarrow \pi^{\pm} l^{\mp} \bar{\nu}_l$ /2/ (например, если бы для минисильного СР-нечетного взаимодействия было $\Delta I \geq 3$, то $\langle K_L | K_S \rangle \neq 0$ и т.п.).

Неприятной, с принципиальной точки зрения, чертой современного состояния проблемы нарушений СР-инвариантности является отсутствие общих принципов, которые позволили бы сделать хоть какой-нибудь выбор между различными механизмами такого нарушения, перечисленными выше. Простой эстетический критерий подсказывается идеей об иерархии взаимодействий, которую можно изобразить с помощью иерархической лестницы (рис.1). Чем выше стоит взаимодействие на иерархической лестнице, тем большим количеством симметрий оно обладает. Поэтому наиболее естественными с этой точки зрения кажутся механизмы EW , MW и SW (для MS , E и W просто нет места).

В дальнейшем мы всюду будем пользоваться СРТ-инвариантностью и почти не будем обсуждать способов ее проверки. Причина этого - не только в том, что нарушение СРТ-симметрии крайне нежелательно с точки зрения теоретика /13а,б/. Существенна также и сравнительно большая трудность проверки СРТ-инвариантности в достаточно полном объеме. Действительно, обычно в связи с такой проверкой ссылаются на равенство масс и времен жизни частиц и античастиц. Однако для равенства этих величин достаточно, чтобы были выполнены более слабые требования, чем те, из которых обычно выводится СРТ-теорема (см. по этому поводу /12в,г/), а более сложные эксперименты по проверке СРТ в совершенно неизученных слабоэлектромагнитных процессах представляются пока преждевременными.

Исходя из аналогичных соображений, мы не будем последовательно проводить различие между инвариантностью относительно обращения времени (Т-инвариантности) и различными формами соотношений обратимости или детального равновесия (R - инвариантность, R - от "Reciprocity"). Т-инвариантность предполагает существование антиунитарного оператора U_T , действующего во всем гильбертовом простран-

стве состояний и такого, что $\langle f|S|f\rangle = \langle f^R|S|f^R\rangle$, где $|f^R\rangle = U_T|f\rangle$; $|f^R\rangle = U_T|f\rangle$ — обращенные во времени состояния. R — инвариантность предполагает лишь соотношения между вероятностями прямой и обратной реакций, т.е. равенства вида:

$$|\langle \vec{p}' \vec{s}' \dots | S | \vec{p} \vec{s} \dots \rangle| = |\langle -\vec{p}' -\vec{s}' \dots | S | -\vec{p} -\vec{s} \dots \rangle|,$$

где \vec{p}, \vec{p}' — импульсы начальных и конечных частиц, а \vec{s} и \vec{s}' — их поляризации. R — инвариантность вытекает из T — инвариантности, существенно слабее ее и имеет более непосредственное отношение к "наблюдаемой" физике. Большинство наблюдаемых следствий T — инвариантности можно получить из R — инвариантности /14а/ и поэтому даже высказывались идеи, что R — симметрия является более фундаментальным, более незыблемым принципом, чем T — инвариантность /15б/х). Из недавних экспериментов, в которых наблюдалась зарядовая асимметрия в распадах $K_L \rightarrow \pi^{\pm} \ell^{\pm} \nu \ell$, следует, однако, что при условии сохранения CPT должна нарушаться R — инвариантность. Действительно, из CPT и из

R — инвариантности следует /14б/, что состояния K_L и K_S должны быть ортогональными хх), откуда и вытекает нарушение R в распадах K_L и K_S ххх). Этот вывод, разумеется, будет неверным в случае нарушения CPT — инвариантности и тогда придется тщательно различать следствия T или R и CPT или CPT симметрий.

х) Одним из сильных психологических аргументов в пользу сохранения R — инвариантности служит важная роль принципа детального равновесия в статистической термодинамике. Даже очень малое отклонение от детального равновесия могло бы дать существенный вклад в развитие систем космических масштабов (см., однако, /22/).

хх) T — инвариантность требует для массовой матрицы выполнения соотношения $M_{k\bar{k}} = M_{\bar{k}k}$; а R — инвариантность требует лишь $|M_{k\bar{k}}| = |M_{\bar{k}k}|$, но и последнего достаточно для ортогональности K_L и K_S .

ххх) Таким образом, возникает следующая альтернатива. Либо CPT — инвариантность нарушена, либо существует нарушение детального равновесия, которое, по-видимому, может проявиться и в макроскопических явлениях, где оно в принципе может существенно изменить наши представления о состоянии термодинамического равновесия и о переходе системы в это состояние. Связанные с этим проблемы чрезвычайно интересны, но, к сожалению, они пока совершенно не обсуждались, и, насколько нам известно, в такой форме вопрос никем не ставился.

Информация о слабых радиационных процессах пока чрезвычайно скудна ^{х)} (см. таблицы) и, по существу, их изучение только начинается. Поэтому при обсуждении различных возможностей обнаружения эффектов нарушения CP-инвариантности в этом классе процессов мы не будем подробно останавливаться на каких-то специальных моделях, а обратим основное внимание на феноменологический анализ и грубую оценку порядка величины возможных эффектов ^{хх)}. Большие эффекты несохранения CP-четности и нарушения T-инвариантности в слабозлектромагнитных процессах возможны, если реализуется электромагнитный или слабозлектромагнитный вариант нарушения CP-симметрии. При рассмотрении возможных экспериментов мы будем, в основном, ограничиваться использованием слабозлектромагнитного механизма, учитывая, что пока нет никаких указаний на существование электромагнитного. В некоторых случаях слабые радиационные процессы могут дать ценную информацию и о минислабом взаимодействии. Ниже мы рассмотрим один такой пример. Конкретные модели различных механизмов несохранения CP будут использоваться, в основном, для иллюстрации и для первоначальной ориентации в обилии различных возможностей.

Сделаем сначала несколько общих замечаний о структуре радиационных амплитуд. Матричные элементы слабых радиационных процессов $A \rightarrow B$ мы всегда будем разбивать на две части: $M = M^B + M^D$, где $M^B = -\frac{1}{\omega} M_0^B + M_1^B$, причем M_0^B и M_1^B не зависят от частоты фотона ω и определяются условием калибровочной инвариантности через амплитуду процесса $A \rightarrow B$ (*это - простейшая "низкоэнергетическая теорема"). Амплитуду M^B будем называть амплитудой тормозного излучения (B - "Bremsstrahlung"), амплитуда M^D описывает структурное излучение (D - "Directe missiof"): $M^D = \omega (M_0^D + \omega M_1^D + \dots)$. При

^{х)} Наблюдались следующие процессы $\mu \rightarrow e \nu \gamma$; $\pi \rightarrow e \nu \mu \nu$; $K^+ \rightarrow 2\pi \nu, 3\pi \nu$; $K_L \rightarrow 2\gamma$; $K^+ \rightarrow \pi e \nu \gamma$; $\Sigma \rightarrow p \gamma$; $\Sigma \rightarrow N \pi \gamma$. Информация о наличии структурного излучения получена лишь в распаде $K_L \rightarrow 2\gamma$ (чисто структурный эффект) и в распаде $\pi \rightarrow e \nu \gamma$.

^{хх)} Специфическая особенность слабозлектромагнитных взаимодействий состоит в том, что в них замешана вся физика элементарных частиц. Это затрудняет теоретический анализ этих взаимодействий, но в то же время дает возможность извлекать информацию о сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях.

наличии тормозного излучения спектр фотонов при малых ω имеет вид $\omega d\omega$. Если переход $A \rightarrow B$ без испускания фотонов запрещен, то $M^B = 0$, $M = \omega(M_0^D + \omega M_1^D + \dots)$, и спектр мягких фотонов имеет вид $\omega d\omega$. Заметим, что обычные диаграммы тормозного излучения $A \rightarrow B + \gamma$, вообще говоря, могут давать вклад и в M^D . Для вычисления M^B и вклада тормозных диаграмм в M^D необходимо знать зависимость амплитуд перехода $A \rightarrow B$ от импульсов начальных и конечных частиц. Для вычисления M^D нужны гораздо более сложные теоретические построения. Один пример такого вычисления мы приводим ниже в связи с обсуждением распада $\pi \rightarrow e \nu \gamma$.

Перейдем к анализу различных эффектов нарушения CP- и T-инвариантности в слабых радиационных распадах. Эти эффекты можно классифицировать следующим образом: 1) запрещенные распады (например, $K_L \rightarrow 2\pi$); 2) зарядовая асимметрия в реакциях с нейтральным начальным состоянием (например, $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$); 3) неравенство парциальных ширин зарядово-сопряженных реакций (например, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ и $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \gamma$); 4) запрещенные вершины (например, вершина $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma$ в распаде $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$); 5) запрещенная сохранением CP интерференция в распадах нейтральных K-мезонов (интерferируют состояния, инвариантные при CP-преобразовании, например, усредненные по поляризациям состояния двух γ -квантов в распадах $K_S \rightarrow 2\gamma$ и $K_L \rightarrow 2\gamma$); 6) нарушение детального равновесия^{x)}; T-нечетные корреляции в дифференциальных вероятностях (типа $\vec{p}_1 \times \vec{p}_2$, $\vec{p}_1 [\vec{p}_2 \times \vec{p}_3]$ и т.п.); 8) электрические дипольные моменты нейтрона, электрона, мюона и т.п.

Сначала обсудим возможные слабоэлектромагнитные взаимодействия лептонов. Рассмотрим сначала взаимодействия ν с γ -квантами. Если существует прямое взаимодействие с электромагнитным полем с константой связи $\approx Ge$ (см. /5/, /9/), то оно могло бы наблюдаться в рассеянии ν на ядрах. Подробное обсуждение CP-четного взаимодействия, возникающего из H_{EW}^{eff} , содержится, например, в лекциях /15a/ (где также можно найти ссылки на имеющуюся литературу). Мы отметим здесь

x) В слабоэлектромагнитных процессах осуществить прямую проверку детального равновесия очень трудно. Косвенная проверка возможна в распадах нейтральных K-мезонов.

только два обстоятельства: 1) Такое взаимодействие могло бы быть связанным с мюонным зарядом (см. /15в/) и тем самым иметь прямое отношение к проблеме аномального взаимодействия мюона и мюонного нейтрино. 2) Если масса нейтрино равна нулю, то можно придумать такое взаимодействие, которое в первом порядке теории возмущений дает нуль, и поэтому соответствующая константа взаимодействия могла бы быть существенно больше G_F . Пример /5,8/: $L_{int} = \lambda F^{\mu\nu} (\bar{\psi}_\mu \partial_\nu \psi - \partial_\nu \bar{\psi}_\mu \psi)$.

Оценки сечения упругого рассеяния ν на тяжелых ядрах при взаимодействии ν с Ge дают $\sigma \leq 10^{-39} - 10^{-40}$ см. Экспериментальная граница: $\sigma \leq 10^{-38}$ см². Эффекты нарушения Т-инвариантности можно было бы обнаружить при рассеянии ν на поляризованных ядрах. Подобные эксперименты по упругому рассеянию очень трудны, но они, по-видимому, являются практически единственным источником информации об электромагнитном взаимодействии нейтрино и о возможном нарушении CP и T в этом взаимодействии (мы не обсуждали здесь не менее трудные эксперименты, связанные с поисками слабоэлектромагнитных факторов мюона и электрона).

Другую возможность изучения слабоэлектромагнитных свойств лептонов дает распад $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu} \gamma$ (переходы с изменением мюонного заряда запрещены отсутствием распада $\mu \rightarrow e \nu$, $\Gamma(\mu \rightarrow e \nu) / \Gamma(\mu \rightarrow \text{все}) < 6 \cdot 10^{-9}$). Используя соображения размерности и величины фазовых объемов, можно получить грубую оценку вероятности этого распада $\frac{\Gamma(\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu} \gamma)}{\Gamma(\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu})} \approx 10^{-3}$.

Вклад тормозного излучения можно в V-A теории вычислить точно, и отклонение от соответствующих предсказаний доказывало бы существование структурного взаимодействия $\mu e \nu \bar{\nu} \gamma$ ^{x)} (напомним, что в связи с вычислением радиационных поправок к β -распаду нейтрона высказывалось соображение о существовании прямого взаимодействия $\mu e \nu \bar{\nu} \gamma$). В теории с W-бозоном такое взаимодействие автоматически возникает вследствие испускания виртуальным W-бозоном γ -кванта (рис.2а). (Вершина $\mu e \nu \bar{\nu} \gamma$ подавлена по отношению к вершине тормозного из-

x)

Естественно, что наличие такого взаимодействия, прежде всего, сказалось бы на спектре e в $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$. Оценки этого эффекта связаны с каким-либо способом обращения с расходимостями и поэтому неоднозначны.

лучения (рис.2б) множителем порядка $(\frac{m}{m_w})^2 \lesssim 3 \cdot 10^{-3}$ при $m \gtrsim 2$ Гэв). Нарушение Т-инвариантности в этом процессе можно было бы искать, изучая корреляцию $\vec{s}[\vec{l} \times \vec{k}]$, где \vec{s} - поляризация мюона или электрона, а \vec{l} и \vec{k} , соответственно, импульсы электрона и фотона.

Весьма интересны распады $\pi \rightarrow \ell \nu \gamma (e^+ e^-)$ и $K \rightarrow \ell \nu \gamma (e^+ e^-)$. Рассмотрим для определенности процесс $\pi^-(p) \rightarrow \ell^-(\ell) + \nu_\ell(q) + \gamma(k)$, где буквы в скобках обозначают импульсы соответствующих частиц. Амплитуду этого процесса Т можно записать в следующем виде:

$$\bar{u}(\ell) M v(q) = \bar{u}(\ell) [M^B + M^A + M^V] v(q).$$

Амплитуда M^B тормозного излучения в обычной V-A теории равна

$$M^B = i e \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta f_\pi \left\{ \left[g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu k_\nu}{(pk)} + \frac{p_\mu p_\nu}{(pk)} \right] \epsilon^\mu \gamma^\nu (1 - \gamma_5) + \epsilon^\mu \frac{(\vec{l} + \vec{k}) \cdot \hat{p} - m_\ell}{2(\ell k)} \hat{p} (1 - \gamma_5) \right\},$$

а амплитуды структурного излучения имеют вид:

$$M^A = i e \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta a(t) \left[g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu k_\nu}{(pk)} \right] \epsilon^\mu \gamma^\nu (1 - \gamma_5);$$

$$M^V = i e \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta F(t) \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \epsilon^\mu \gamma^\nu (1 - \gamma_5) p^\lambda k^\sigma; \quad t = (pk).$$

Здесь θ - угол Кабиббо, f_π - формфактор (константа) $\pi \rightarrow \mu \nu$ распада, ϵ^μ - вектор поляризации γ - кванта. Формфакторы f_π , $a(t)$ и $F(t)$ в Т-неинвариантной теории могут быть комплексными. Рассмотрим сначала Т-инвариантную теорию. С помощью SVC формфактор векторного излучения $F(t)$ можно связать с вероятностью распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Формфактор аксиального излучения $a(t)$ можно вычислить лишь в простых моделях; например, в полюсной модели или же с помощью алгебры токов и PCAC в приближении мягких π -мезонов /18/. Во всех случаях отношение $\frac{a(0)}{F(0)}$ получается порядка единицы, но относиться с полным доверием к количественным предсказаниям этих расчетов пока, по-видимому, не следует.

Отметим, две последние работы, в которых используются алгебра токов, РСАС, приближение мягких фотонов и правила сумм Вайнберга^{/18а/} вместе с предположением о доминантности вкладов ρ - и Λ - мезонов. В работе^{/18а/} получен результат: $a = -\frac{3}{2} \frac{f}{m}$, а в работе^{/18б/} $a = -\frac{1}{2} \frac{f_{\pi}}{m_{\rho}^2} + f_{\pi} \left(\frac{dF_{+}(k^2)}{dk^2} \right)_{k^2=0} = -\frac{1}{2} \frac{F_{\pi}}{m_{\rho}^2}$, если $F_{+}(k) = m_{\rho}^2 / (m_{\rho}^2 - k^2)$. ($F_{+}(k^2)$ - формфактор π^{+} - мезона). Парадоксальным образом оба результата не противоречат эксперименту^{/18г/}, который дает два решения. По-видимому, в рамках принятых приближений более правилен результат работы^{/18б/}.

Рассмотрим теперь численные оценки. Сначала обсудим $K \rightarrow \mu \nu$ и $\pi \rightarrow \mu \nu$. Нарушение Т-инвариантности может в случае $K \rightarrow \mu \nu$ привести к появлению у лептона поляризации, перпендикулярной к плоскости распада, которая может достигать 10-30% в том случае, если в электромагнитных или в слабозлектромагнитных взаимодействиях нарушение Т-инвариантности максимально^{/18е/}. В этом же случае заметные эффекты можно обнаружить, измеряя поперечную поляризацию фотона. Матрица плотности конечного фотона имеет вид:

$$\rho = \frac{1}{2 + a_{+} a_{\Lambda}^2} \{ \delta_{ij} + a_{+} a_{\Lambda}^i a_{\Lambda}^j + a_{-} (a_{\perp}^i a_{\Lambda}^j + a_{\Lambda}^i a_{\perp}^j) \},$$

где a_{\perp} - единичный вектор нормали к плоскости $(\hat{\ell} \mathbf{k})$, а a_{Λ} - единичный вектор, ортогональный к импульсу фотона и лежащий в плоскости $(\hat{\ell} \mathbf{k})$. Нарушение Т-инвариантности приводит к тому, что $a_{-} \neq 0$. Если уменьшить роль тормозного излучения, регистрируя лишь достаточно энергичные фотоны, и мерять поляризацию в направлении примерно по биссектрисе угла между a_{Λ} и a_{\perp} , то можно получить эффект до 30% (при максимальном нарушении Т-инвариантности). Эксперименты, связанные с измерением поляризации фотона, по-видимому, очень трудны.

Распад $K \rightarrow \mu \nu$ более выгоден, чем $\pi \rightarrow \mu \nu$, так как значение Q в первом случае значительно больше и, следовательно, может быть гораздо большим вклад структурного излучения. Чтобы что-либо рассчитать в этом процессе, необходимо еще больше допущений, но оцен-

ки порядков величины можно получить, пользуясь теорией Кабиббо и оценками в $\pi \rightarrow \mu \nu \gamma$ - распаде. К сожалению, этот распад пока не наблюдался. Если он идет за счет тормозного излучения, $K \rightarrow \mu \nu \rightarrow \mu \nu \gamma$, то $\frac{\Gamma(K \rightarrow \mu \nu \gamma)}{\Gamma(K \rightarrow \mu \nu)} \approx 4 \cdot 10^{-3}$ (грубая оценка по фазовым объемам с помощью соображений размерности дает $\approx 10^{-3}$; напомним, что $\frac{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \nu \gamma)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \nu)} = (1.24 \pm 0.25) 10^{-4}$). Эти оценки позволяют заключить, что $\Gamma(K \rightarrow \mu \nu \gamma) / \Gamma(K \rightarrow \mu \nu) \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ и этот процесс можно было бы надеяться наблюдать в не слишком отдаленном будущем. Исследование этого распада может осложниться довольно большим фоном от распада $K \rightarrow \pi^0 \mu \nu$ ($\frac{\Gamma(K \rightarrow \pi^0 \mu \nu)}{\Gamma(K \rightarrow \mu \nu)} \approx 5\%$) и поэтому было сделано предложение /18д/ искать T-нечетные корреляции в процессе $K(p) \rightarrow \mu(\ell) + \nu(q) + \ell^+(\ell_+) + \ell^-(\ell_-)$. Оценка этого процесса по вкладу тормозного излучения $K \rightarrow \mu \nu \rightarrow \mu \nu \gamma e^+ e^-$: $\frac{\Gamma(K \rightarrow \mu \nu e^+ e^-)}{\Gamma(K \rightarrow \text{все})} \approx 5 \cdot 10^{-6}$, $E_{e^+ e^-} > 10$ Мэв (примитивная оценка дает ту же величину), поэтому его можно наблюдать на уровне $10^{-5} + 10^{-6}$ (для сравнения укажем, что $\Gamma(K \rightarrow 2\pi e \nu) / \Gamma(K \rightarrow \text{все}) \approx 4 \cdot 10^{-5}$). Расчеты, проведенные авторами работы /18д/, показывают, что наибольшая T-нечетная поляризация электрона получается в интервале импульсов: 50 Мэв $< |\ell| < 150$ Мэв, где $s_{\perp} = (\vec{s} \vec{n}_{\perp})$ и $s_{\Lambda} = (\vec{s} \vec{n}_{\Lambda})$ сравнимы по величине. Другая возможность: поиски корреляции плоскости распада $(\ell, \ell_+ + \ell_-)$ и плоскости электрон-позитронной пары $-(\ell_+, \ell_-)$, т.е. корреляция вида $\ell [\ell_+ + \ell_-, \ell_+ - \ell_-]$. Количественные оценки этого последнего эффекта и наиболее выгодные условия его наблюдения не обсуждались.

До сих пор речь шла в основном о распадах $K, \pi \rightarrow \mu \nu \gamma (e^+ e^-)$, поскольку распады $K, \pi \rightarrow e \nu \gamma$ сильно подавлены $\frac{\Gamma(\pi \rightarrow e \nu \gamma)}{\Gamma(\pi \rightarrow \text{все})} \approx 3 \cdot 10^{-6}$, а грубые оценки для $K \rightarrow e \nu \gamma$ дают $\Gamma(K \rightarrow e \nu \gamma) / \Gamma(K \rightarrow \text{все}) \approx 6 \cdot 10^{-6}$. Эти распады, однако, выгодны тем, что в них роль структурного излучения значительно больше (особенно в случае $K \rightarrow e \nu \gamma$) и поэтому эффекты могут быть большими. Процессы $K, \pi \rightarrow e \nu \gamma$ замечательны еще и тем, что они очень чувствительны к некоторым моделям минислабого нарушения CP-инвариантности. Одна из таких моделей была рассмотрена в работе Арбузова и кратко изложена в докладе Арбузова на настоящем симпозиуме. В этой модели предполагается, что лентонный ток содержит малую

($\approx 10^{-2} + 10^{-3}$) от обычного тока) T-нечетную добавку, содержащую производные полей ψ_ℓ и $\psi_{\nu\ell}$. Требование калибровочной инвариантности приводит к появлению в M^B T-нечетного члена, который, в отличие от T-четного члена, пропорционален массе K-мезона m_K , а не массе электрона m_e . Так как $\frac{m_K}{m_e} \approx 10^{-3}$, то T-четный и T-нечетный члены в распаде $K \rightarrow e \nu \gamma$ оказываются одного порядка и интерференция между ними может дать эффекты того же порядка, что и в случае электромагнитного или слабозлектромагнитного механизма. Однако, поскольку в случае минислабго механизма T-нечетные члены содержатся в амплитуде тормозного излучения, то выгодно "работать" в мягкой части спектра фотонов. В наилучшем случае для распада $K \rightarrow e \nu \gamma$ можно ожидать эффектов в поляризации γ до $5 + 20\%$ и несколько больше - в поляризации e . Важно отметить, что этот же минислабый механизм должен привести к отличию $\Gamma(K \rightarrow e \nu)$ от значения, предсказываемого V-A теорией: $\frac{\Gamma(K \rightarrow e \nu)}{\Gamma(K \rightarrow \text{все})} = 1.44 \times 10^{-5}$. Точность существующих экспериментальных данных пока недостаточна для определенного вывода о разумности эксперимента с $K \rightarrow e \nu \gamma$, т.к. $\frac{\Gamma(K \rightarrow e \nu)}{\Gamma(K \rightarrow \text{все})} = (1.2 \pm 0.5) 10^{-5}$. Итак, приходится заключить, что при поисках минислабго взаимодействия возникает неприятная альтернатива: либо искать большие нарушения T-инвариантности в маловероятных процессах $K, \pi \rightarrow e \nu \gamma$, либо искать малые T-нечетные корреляции в более вероятном процессе $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$ (отыскивается \vec{s}_\perp для μ).

Много интересных возможностей связано с радиационными распадами K-мезонов [19,20]. Сначала обсудим распады заряженных K-мезонов, в первую очередь, $K^\pm(p) \rightarrow \pi^\pm(p_c) + \pi^0(p_0) + \gamma(k)$. Калибровочно инвариантная амплитуда этого процесса имеет следующий общий вид:

$$M^c = e \left\{ \frac{(p_c \epsilon)}{(p_c k)} - \frac{(p_0 \epsilon)}{(p_0 k)} \right\} M_{2\pi}^c - \frac{M_E^c(p_c k, p_0 k)}{\pi^4_K} - [p_c^\mu p^\nu - p_c^\nu p^\mu] \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} k^\lambda -$$

$$- \frac{M_M^c(p_c k, p_0 k)}{\pi^4_K} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \{ p_c^\mu p^\lambda p^\nu p^\sigma \}, \quad c = \pm$$

где $M_{2\pi}^c$ - амплитуда распада $K^c \rightarrow \pi^c \pi^0$ (х), а M_E^c и M_M^c , соответственно, - формфакторы электрического и магнитного излучений (в системе покоя К-мезона соответствующие им члены имеют вид $(\vec{p}_0 \cdot \vec{E})$ и $(\vec{p}_0 \cdot \vec{H})$). Подробный феноменологический анализ следствий СРТ, СР и Т проведен в работах /20/.

Приведем основные результаты этого анализа. При наличии Т-инвариантности фаза структурного излучения при орбитальном моменте диплона ℓ совпадает с фазой $\pi\pi$ -рассеяния δ_ℓ (фазы нумеруются просто значением ℓ , т.к. в системе $\pi^\pm \pi^0$: $I=1$ при $\ell=2n+1$, и $I=2$ при $\ell=2n$) в следующих двух случаях /19д/: 1) если соответствующая амплитуда процесса $\pi\pi \rightarrow \pi\pi\gamma$ запрещена (например, сохранение четности запрещает магнитные мультипольные переходы при любом ℓ); 2) если переход без испускания фотона ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$) запрещен или подавлен. Доказательство этих утверждений можно получить с помощью соотношения унитарности, которое символически запишем в виде xx)

$$-i M_{K \rightarrow (\pi\pi\gamma)_f} M_{K \rightarrow (\pi\pi\gamma)_f'}^* = \sum_n M_{K \rightarrow (\pi\pi\gamma)_n} M_{(\pi\pi\gamma)_n \rightarrow (\pi\pi\gamma)_f'}^* + \sum_n M_{K \rightarrow (\pi\pi)_n} M_{(\pi\pi)_n \rightarrow (\pi\pi\gamma)_f'}^*$$

В первом члене матричный элемент $M_{(\pi\pi\gamma)_n \rightarrow (\pi\pi\gamma)_f'}$ сводится к $M_{(\pi\pi)_n \rightarrow (\pi\pi)_f'}$, что и приводит в конечном счете к фазам δ_ℓ в структурном излучении. Поправки к этим фазам появляются благодаря второму члену, и если он мал или равен нулю, то получается сформулированное выше утверждение. В случае распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ приближенно выполнено второе условие (амплитуда процесса $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ подавлена по сравнению с амплитудой распада $K_1 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ примерно в 20 раз)

х) $M_{2\pi}^c = g e^{i\delta_0}$, где $g \in \text{Re}$, δ_0 - фаза S-волны $\pi\pi$ -рассеяния.

xx) Здесь штрих обозначает изменение знака у трехмерных импульсов и поляризаций, т.е. обращение во времени.

и поэтому с хорошей точностью условие T-инвариантности определяет фазы структурного излучения $M_{E\ell}^c M_{M\ell}^c \approx e^{i\delta\ell}$. Если T-инвариантность нарушена во взаимодействиях EW или E, то

$$M_{E\ell}^+ = (E\ell) e^{i\delta\ell + i\phi\ell}, \quad M_{E\ell}^- = (E\ell) e^{i\delta\ell - i\phi\ell},$$

где вещественные фазы $\phi\ell$ могут быть ≈ 1 . Для грубой оценки величины возможного эффекта можно оставить лишь дипольное излучение. Нетрудно найти, что интерференция электрического дипольного излучения с тормозным приведет к тому, что будет отлична от нуля асимметрия

$$a_0 = \frac{\Gamma_+ - \Gamma_-}{\Gamma_+ + \Gamma_-} = \left| \frac{A_0}{A_2} \right| (E1) \sin(\delta_0 - \delta_1) \sin\phi_1,$$

где A_1 - амплитуда распада $K \rightarrow 2\pi$ в состояние 2π с изоспином 1 ($\left| \frac{A_0}{A_2} \right| \approx 20$), что дает существенное усиление эффекта. Эта асимметрия может быть весьма большой, если только разность фаз $\delta_0 - \delta_1$ не слишком малая величина. При вполне разумном предположении $\delta_0 - \delta_1 \approx 10^\circ \div 15^\circ$ можно ожидать асимметрии до $10 \div 30\%$ (эти оценки содержат обычные неопределенности, связанные с незнанием $(E1)$, эффективного радиуса действия и т.д. Аналогично в случае нарушения T-инвариантности в N_{EW} или N_E будут отличны от нуля коэффициенты асимметрии

$$a_2(\omega, E_0) = \frac{\frac{d^2 \Gamma_+}{d\omega dE_0} - \frac{d^2 \Gamma_-}{d\omega dE_0}}{\frac{d^2 \Gamma_+}{d\omega dE_0} + \frac{d^2 \Gamma_-}{d\omega dE_0}},$$

$$a_1(E_0) = \frac{\frac{d\Gamma_+}{dE_0} - \frac{d\Gamma_-}{dE_0}}{d\Gamma_+/dE_0 + d\Gamma_-/dE_0},$$

которые в наиболее выгодных условиях ($(E1) \approx (M1) \approx 2$) в средней части спектра фотонов могут достигать $10 \div 15\%$. Исследование распадов

$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$ представляется весьма чувствительным способом проверки механизма нарушения CP-инвариантности в H_{EW} . Отсутствие обсуждаемых эффектов сильно свидетельствовало бы против существования в H_{EW} CP-нечетных членов с $\Delta I = 1/2, 3/2$, хотя нельзя исключить и случайное подавление дипольного излучения.

Приведем некоторые численные характеристики рассматриваемого распада

$$\frac{\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma)}{\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \text{все})} = (2,2 \pm 0,7) 10^{-4}, \quad 55 \text{ МэВ} < T_{\pm} < 80 \quad ;$$

для тормозного излучения теоретическая оценка дает:

$$\frac{\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma)}{\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \text{все})} = 1,6 \times 10^{-4}$$

при $55 \text{ МэВ} < T_{\pm} < 80 \text{ МэВ}$, причем в этой области энергии π -мезона структурное и тормозное излучения дают вклады одного и того же порядка. В рассматриваемом случае можно получить оценку разности ширины $\Gamma_{+} = \Gamma(K^{+} \rightarrow \pi^{+} \pi^0 \gamma)$ и $\Gamma_{-} = \Gamma(K^{-} \rightarrow \pi^{-} \pi^0 \gamma)$. Грубая оценка дает $a_0 = 10 \pm 30\%$. Для обнаружения последнего эффекта точность существующих экспериментов должна быть улучшена примерно на полтора порядка для $K^{+} \rightarrow \pi^{+} \pi^0 \gamma$ и, кроме того, должно быть проведено достаточно точное измерение $\Gamma(K^{-} \rightarrow \pi^{-} \pi^0 \gamma)$.

Весьма интересные эффекты можно наблюдать в распадах K_0^{-} и \bar{K}_0^{-} -мезонов [19]. Асимметрия в энергетическом распределении π^{+} и π^{-} -мезонов в распадах $K_L \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} \gamma$ и $K_S \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} \gamma$ не может превышать $1\%^{x)}$. Поскольку эти распады должны идти с весьма малой вероятностью (грубая оценка: $\frac{\Gamma(K_L \rightarrow 2\pi\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow 2\gamma)} = 10 \pm 20\%$), экспериментальная граница для K_L : 3×10^{-3} , то разумно обсудить другие возможные эффекты. Наиболее интересно предложение искать запрещенную сохранением CP-инвариантности интерференцию в распадах $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$ и $K_{L,S} \rightarrow 2\pi$

x) Эта асимметрия мала из-за малости интерферирующих P- и G-волн $\pi\pi$ -рассеяния.

(поляризация γ -квантов и направление относительного импульса π^+ и π^- не измеряются). В электромагнитном и в слабоэлектромагнитном механизмах в этих распадах должно быть максимальное нарушение CP-инвариантности. Если вклады CP-четного и CP-нечетного переходов одного порядка, то интерференция будет максимальной. Величину эффекта можно оценить, пользуясь простой полюсной моделью $K_{L,S} \rightarrow \rho\gamma + \gamma\gamma$. Простейший феноменологический лагранжиан такого взаимодействия можно записать в виде

$$L_{L,S} = g F^{\mu\nu} (\partial_\mu \rho_\nu - \partial_\nu \rho_\mu) K_{L,S} + g' \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} F^{\mu\nu} (\partial^\lambda \rho^\sigma - \partial^\sigma \rho^\lambda).$$

Для описания интерференции в распадах $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$ удобно ввести следующие состояния двух фотонов

$$|+\rangle = \frac{|RR\rangle + |LL\rangle}{\sqrt{2}}, \quad P = +1, \quad CP = +1; \quad |-\rangle = \frac{|RR\rangle - |LL\rangle}{\sqrt{2}}, \quad P = -1, \quad CP = -1.$$

Если нарушение CP-инвариантности связано с H_{EW} или H_E , то можно пренебречь вкладом массовой матрицы и приближенно положить $K_L = K_2$, $K_S = K_1$. Если CP сохраняется, то отличны от нуля лишь матричные элементы $\langle + | S | K_1 \rangle$ и $\langle - | S | K_2 \rangle$, которые, очевидно, не могут дать интерференции. Действительно, для начального состояния $|K_2\rangle + \rho |K_1\rangle$ получим следующую временную зависимость для распада на 2γ ;

$$I(t) = \Gamma_L^{2\gamma} e^{-\Gamma_L t} + |\rho|^2 \Gamma_S^{-2\gamma} e^{-\Gamma_S t} + 2|\rho| |V| e^{-\frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2} t} \cos(\phi_\rho - \phi_V - \delta m t),$$

где $V = \langle + | T | K_2 \rangle^* \langle + | T | K_1 \rangle + \langle - | T | K_2 \rangle^* \langle - | T | K_1 \rangle$,

$$\Gamma_S^{2\gamma} = \Gamma(K_S \rightarrow 2\gamma); \quad \Gamma_L^{2\gamma} = \Gamma(K_L \rightarrow 2\gamma).$$

Отсюда также видно, что интерференция возможна лишь в том случае, когда амплитуда $K \rightarrow 2\gamma$ содержит как CP-четные, так и CP-нечетные члены, которые, по-видимому, должны быть примерно одного порядка.

К сожалению, экспериментальные условия наблюдения интерференции в распаде $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$ могут оказаться весьма трудными, так как $\Gamma_{L,S}^{2\gamma}$ и $\Gamma_S^{2\gamma}$, по-видимому, мало отличаются друг от друга. (Наиболее просто наблюдать интерференцию, если $\Gamma_S^{2\gamma} \gg \Gamma_{L,S}^{2\gamma}$). Поэтому не исключено, что легче наблюдать интерференцию в менее вероятном канале $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, где вклад тормозного излучения в распад $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ обеспечивает выгодные условия интерференции: $\Gamma(K \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) \gg \Gamma(K \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$. Получить более точные числовые оценки, не прибегая к конкретным моделям, довольно трудно, и поэтому мы ограничимся общим выводом, что поиски интерференционного эффекта в этих распадах могли бы послужить одним из решающих испытаний для слабоэлектромагнитного механизма нарушения CP-инвариантности^{х)}. Не лишне подчеркнуть, что основное испытание слабоэлектромагнитного механизма - распады $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\gamma$. Они связываются с $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$ и $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в модели (рис.3).

Коротко обсудим некоторые проблемы, связанные с дипольным электрическим моментом нейтрона d_n . Как уже упоминалось выше, экспериментальная граница на величину d_n ($d_n \leq 2 \cdot 10^{-22}$ е.см) накладывает сильные ограничения на электромагнитный механизм нарушения CP-инвариантности и, на первый взгляд, исключает его. Даже если принять аргументацию работы /4в/, в которой предлагается объяснить малость d_n подавлением слабого P-нечетного взаимодействия с $\Delta Y = 0$ по отношению к взаимодействию с $\Delta Y \neq 0$ (на что сейчас нет никаких указаний; см. упомянутые выше доклады и дискуссию на данном семинаре), то остается непонятным, почему это подавление может быть столь значительным. Действительно, если такое подавление связано с отсутствием в октете псевдоскалярных шпуронов CP-четного шпурона с $Y = 0$ (см. 4в), то коэффициент подавления не может быть больше, чем отношение амплитуды с $\Delta I = 3/2$ к амплитуде с $\Delta I = 1/2$, так как в обоих случаях шпуроны, принадлежащие высшим представлениям SU_3 - группы, должны содержаться с приблизительно одной и той же амплитудой (примесь $\approx 5 \pm 10\%$). В таком случае диаграмма (рис.4а) дает $d_n = 10^{-20} \pm 10^{-21}$ е.см., что находится в прямом противоречии с экспериментом.

х) Феноменологическое рассмотрение распадов $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ аналогично проведенному выше анализу процессов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\gamma$.

Приведенные здесь соображения не означают, однако, что поиски электромагнитного нарушения CP-инвариантности нужно прекратить. В действительности может случиться, что электромагнитное CP-нечетное взаимодействие происходит таким специальным образом, что величина d_n существенно меньше $10^{-19} + 10^{-20}$ е.см не за счет малости слабого P-нечетного сохраняющего странность взаимодействия, а за счет специфической структуры C-нечетного взаимодействия H_E^1 . Одну такую модель мы рассмотрели совместно с А.Пикульским и З.Озевичем. Допустим, что все частицы построены из неких фундаментальных частиц со спином 1/2 (кварки, трионы, 8 барионов и т.д.), которые будем называть для определенности "кварками". Предположим теперь, что все нарушения CP- и T-инвариантности возникают вследствие того, что электромагнитная вершина "кварков" содержит CP- нечетные члены (разумеется, вне массовой поверхности "кварков"). Такая вершина определяется 12 независимыми вещественными формфакторами, которые в общем случае дают $d_n \neq 0$ в первом порядке по E-взаимодействию. Однако, если предположить *ad hoc*, что T-нечетная электромагнитная вершина "кварков" имеет вид

$$\Gamma_\mu(p, p') = F_1(p^2, p'^2, q^2) \sigma^{\mu\nu} q_\nu + F_2(p^2, p'^2, q^2) (p' \sigma^{\mu\nu} + \sigma^{\mu\nu} p) q_\nu + \\ + F_3(p^2, p'^2, q^2) \hat{p}' \sigma^{\mu\nu} \hat{p} q_\nu,$$

то нетрудно убедиться, что из требований T-нечетности и CPT-инвариантности следуют условия

$$F_1(p^2, p'^2, q^2) = -F_1(p'^2, p^2, q^2).$$

Предполагая, что F_i - регулярные функции p^2 и p'^2 , получим отсюда, что $F_i(p^2, p'^2, q^2)_{q^2 \rightarrow 0} = (p^2 - p'^2)$ поэтому оказывается, что любая диаграмма первого порядка по электромагнитному взаимодействию (как по T-четному, так и по T-нечетному) не дает вклада в d_n (см.рис.46), где сплошная линия соответствует частицам со спином 1/2, а заштрихованный "ящик" с четырьмя концами не содержит электромагнитных вер-

шин. В следующих порядках по e можно получить $d_n \neq 0$ (см., например, рис.4в). В общем случае поэтому получим $d_n = \frac{g}{\pi}(10^{-19} + 10^{-20}) e.c.m.$, т.е. $\approx 10^{-22} + 10^{-23}$ е.см. Хотя описанную модель вряд ли можно считать очень естественной, все же такая возможность логически вполне мыслима и поэтому предположение поисков электромагнитного нарушения CP-инвариантности вполне оправдано. В механизме слабоэлектромагнитного нарушения CP-инвариантности отсутствие d_n вообще не вызывает серьезных трудностей, а просто означает, что H_{EW} не содержит CP-нечетных, P-нечетных членов с $\Delta Y = 0$, $\Delta I = 0, 1$.

Мы не рассматривали здесь многие другие возможности обнаружения CP-вариантного слабоэлектромагнитного взаимодействия, которые либо обсуждались в более давних работах, либо вообще никем не исследовались. Сюда относятся CP-нечетные и T-нечетные эффекты в радиационных распадах барионов $B \rightarrow B' \gamma (e^+ e^-)$ в других радиационных каналах распадов K-мезонов, $K \rightarrow \pi 2 \gamma$, $K \rightarrow 3 \pi \gamma$, $K \rightarrow \pi e^+ e^-$ и т.п. Мы не обсуждали также CP-нечетные добавки, которые могут возникнуть вследствие обмена виртуальными фотонами. Так как уровень наших знаний о слабоэлектромагнитных процессах очень низок, то пока разумно изучать их "крупным планом". Наиболее интересные с этой точки зрения эксперименты мы и старались обсудить. Перечислим их еще раз. 1) Определение парциальных ширин и сравнение спектров π^+ - и π^- - мезонов в распадах $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$. 2) Поиски интерференции в распадах $K_{L,S} \rightarrow \pi \pi \gamma$ и $K_{L,S} \rightarrow 2 \gamma$. 3) Поиски T-нечетных корреляций в распадах $K \rightarrow \mu \nu \gamma (e^+ e^-)$ и, может быть, в распаде $K \rightarrow e \nu \gamma$. 4) Поиски распада $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^- / 9$. 5) Поиски структурного излучения в распаде $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu} \gamma$ и поиски распадов с изменением странности на два ($\Xi \rightarrow N \pi$ или $\Xi \rightarrow N \pi \gamma$). Обнаружение одного из этих эффектов могло бы послужить мощным стимулом к изучению неизведанной стороны слабоэлектромагнитных взаимодействий.

Л и т е р а т у р а

1. а) J.W.Cronin . Доклад на конференции в Рочестере, август, 1967.
- б) C.Rubbia . Доклад на конференции в Гайдельберге, сентябрь, 1967.

- 2). а) Л.Б.Окунь. УФН 89 (1966) 603. б) Б.Л.Арбузов, А.Т.Филиппов. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям, Дубна, февраль, 1967, т.1, стр.111-115, Москва (1967).
3. а) Л.Б.Окунь. ЯФ 1 (1965) 938. б) J.Prentki, M.Veltman, PL 15 (1965) 88.
- 4). а) S.Barshay. PL 17 (1965) 78. T.D.Lee. CP non-invariance electromagnetic interaction and field-current identities, Columbia Univ., N.Y. (1967).
- 5). Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов. ЖЭТФ 51 (1966) 1389.
6. а) P.D.Miller e.a. PRL 19 (1967) 381. C.G.Shull, R.Nathans, PRL 19 (1967) 384. L.K.Baird e.a. BAPS 12 (1967) 1073.
7. K.Nishijima, L.Swank. Preprint Univ. of Illinois, 1967.
8. а) F.Salzman, G.Salzman. PL 15 (1965) 91. M.L.Good, E.de Rafael, L.Michel. Preprint Inst. des Hautes Etudes, Bures sur Yvette, N.A88, 466 (1966).
9. а) В.А.Арбузов, А.Т.Филиппов. PL 20 (1966) 537; PL 21 (1966). б) Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов. Препринт ОИЯИ P2-3067 (1966) Дубна.
10. а) L.Wolfenstein. PRL 13 (1964) 562. T.D.Lee, L.Wolfenstein. PR 138 B (1965) 1490.
11. а) J.M.Gaillard e.a. PRL 18 (1967) 20. J.Cronin e.a. PRL 18 (1967) 25.
12. а). D.Dorfan e.a. PRL 19 (1967) 987. S.Bennet e.a. PRL 19 (1967) 993. S.Bennet e.a. PRL 19 (1967) 997.
13. а) Р.Йост. Общая теория квантованных полей, Мир, Москва, 1967. б) Р.Стритер, А.Вайтман. PCT, спин, статистика и все такое, Наука, Москва, 1966. N.Lipshutz. Preprint EFINS 65-100, Chicago (1965).
14. а) Т.Д.Ли. УФН 91 (1967) 721. б) S.H.Patil e.a. PR 142 (1966) 1041.
15. а) А.Переломов. Лекция в сб. Международная зимняя школа физиков, ОИЯИ, Дубна, 1964. б) Л.Б.Окунь. Лекция в сб. Международная зимняя школа физиков, ОИЯИ, Дубна, 1964. в) М.А.Марков. Письма ЖЭТФ 3 (1966) 98. г) А.М.Марков. Нейтрино, Наука, Москва, 1964.
16. N.Cabibbo. Доклад на конференции в Беркли, август 1966.
17. А.И.Вайнштейн, Б.Л.Иоффе. Письма ЖЭТФ 3 (1966) 333.
18. а) А.Вайнштейн. Письма ЖЭТФ 6 (1967) 815. б) T.Das, V.S.Mathur, S.Okubo. Preprint Univ. of Rochester, UR-875-206, Roch. 1967. S.Weinberg. PRL 18 (1967) 507. P.Depommier e.a. PL 7 (1963) 285. W.Chu, T.Ebata, D.Scott. PRL 19 (1967) 719.
19. а) J.D.Good. PR 113 (1959) 352. D.Cline. PRL 16 (1966) 367. D.Costa, P.K.Kabir. PRL 18 (1967), 429; 18 (1967) 526 (E). N.Christ. PR 159 (1967) 1292. M.K.Gaillard. Preprint Orsay (1967).

20. а) G. Costa, P. K. Kabir. 51A (1967) 564. H. Stern, Preprint CEN Saclay (1967). L. M. Sehgal, L. Wolfenstein, PR 162 (1967) 1362.
г) В. Соловьев, М. В. Терентьев. Письма ЖЭТФ 2 (1965) 336.
д) А. Д. Долгов, Л. А. Пономарев. ЯФ 4 (1966) 367.
21. а) В. И. Захаров, А. Б. Кайдалов. Письма ЖЭТФ 4, 273 (1968). б) Б. Н. Валув. Лекция в весенней школе физиков, Ялта (1966).
22. E. C. G. Stueckelberg, Helv. Phys. Acta., 37, 521 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1968 года.

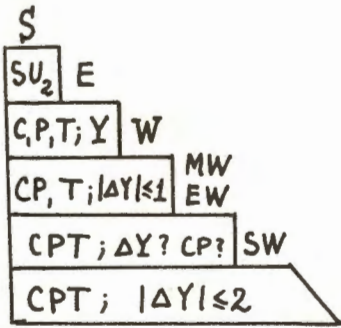


Рис. 1

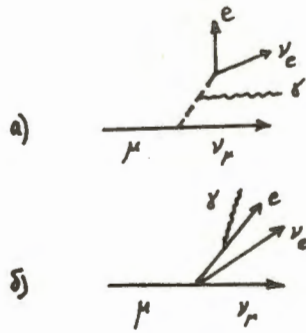
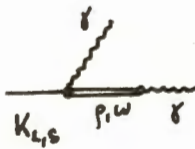
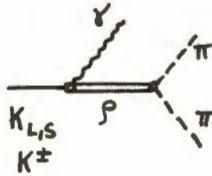


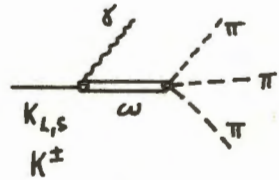
Рис. 2



а)

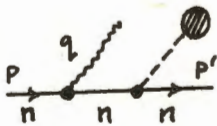


б)

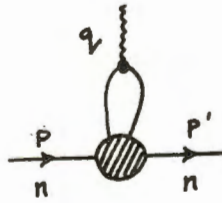


б)

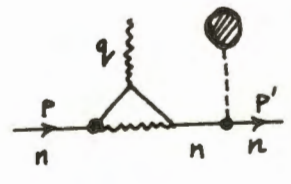
Рис. 3



а)



б)



б)

Рис. 4

Филиппов А.Т.

P2-3743

Нарушение CP-инвариантности в слабых радиационных распадах

В работе дан краткий обзор новейших экспериментальных и теоретических данных в области слабо радиационных распадов. Рассматриваются новые эксперименты, которые позволяют прояснить механизм нарушений CP-инвариантности.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1968.

Filippov A.T.

P2-3743

CP-Invariance Violation in the Weak Radiative Decays

A brief review of the newest experimental and theoretical data in the region of the weak radiative decays is given. New experiments are considered which permit to clear up the mechanism of the CP-invariance violation.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1968