

539 12.01

МОДЕЛИ НАРУШЕНИЯ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ

Б. А. Арбузов

В этом докладе пойдет речь о моделях нарушения CP -инвариантности и о том, какие эксперименты необходимы для того, чтобы решить, в каком же взаимодействии нарушается CP -инвариантность. Сразу же оговоримся, что нельзя исключить возможности, что нарушение происходит не в одном взаимодействии, а в нескольких сразу. В этом случае и без того сложная проблема еще более усложняется, и, поэтому в дальнейшем мы будем предполагать, что нарушение происходит где-то в одном месте.

Классификация моделей нарушения CP -инвариантности по силе взаимодействия неоднократно рассматривалась, и нет необходимости снова подробно ее обсуждать. Приведем лишь список возможных моделей.

1. Нарушение C - и T -инвариантностей на уровне 10^{-3} от сильного взаимодействия с сохранением странности и четности ¹. Символ MS_{\pm}^{\pm} (MS — миллисильное, верхний плюс — сохранение четности, нижний плюс — сохранение странности).

2. Нарушение C - и T -инвариантностей в электромагнитных взаимодействиях ². Символ E_{\pm}^{\pm} .

3. Нарушение CP и T на уровне 10^{-3} от слабого взаимодействия ³. В этом случае из имеющихся данных определенно вытекает существование взаимодействия MW_{-} , а существование трех остальных комбинаций MW_{-} , MW_{+} , MW_{+} можно пока лишь предполагать.

4. Нарушение CP и T в слабоэлектромагнитных взаимодействиях ^{4, 5}. Как и в предыдущем случае, в настоящее время необходимо существование взаимодействия EM_{-} , остальные возможности EW_{+} , EW_{-} , EW_{-} предположительны.

5. Сверхслабое нарушение с изменением странности на 2 (модель Вольфенштейна) ⁶. Символ SW .

Существующие экспериментальные данные подробно излагаются в других докладах, и здесь я приведу лишь данные о параметрах $K^0\bar{K}^0$ -системы (в общепринятых обозначениях *):

$$|\eta_{+-}| = (1,98 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}, \quad |\eta_{00}| = (3,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}, \\ \Phi_{+-} = 60 \pm 15^{\circ}, \quad \text{Re } \epsilon = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}.$$

Последняя цифра для $\text{Re } \epsilon$ дана в предположении о CPT -инвариантности. Гипотеза о нарушении CPT -инвариантности обсуждается в докладе Л. И. Лапидуса, поэтому здесь мы на ней останавливаться не будем и в дальнейшем будем предполагать справедливость CPT -теоремы. Приведенные данные исключают возможность существования только сверхслабого взаимодействия SW , которое требует $\eta_{+-} = \eta_{00}$ и $\Phi_{+-} = 45^{\circ}$. При этом для параметров ϵ и ϵ' получаются числа, одинаковые по порядку величины, что указывает на то, что 2 л-мезона в конечном состоянии могут со сравнимой вероятностью иметь изотопический спин $T = 0, 2$.

Очень важны для изучения справедливости моделей данные об электрических дипольных моментах частиц. В настоящее время для нейтрона $d_n < 3 \cdot 10^{-22} \text{ e} \cdot \text{см}$ ⁷ и для электрона $d_e \leq 3 \cdot 10^{-23} \text{ e} \cdot \text{см}$ (**). Нару-

*) Ниже мы обсудим, к чему приводит возможное изменение этих чисел.

**) В работе ⁸ приводится цифра $d_e \leq (1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-23} \text{ e} \cdot \text{см}$.

шение C - и T -инвариантностей в электромагнитном взаимодействии E^\pm привело бы к существованию $d_n \sim 10^{-20} e \cdot \text{см}$. В этой оценке предполагается существование слабого взаимодействия между нуклонами, не сохраняющего четность. Это предположение было доказано в последнее время опытами с ядерными переходами⁹. Таким образом, малая величина d_n противоречит существованию взаимодействия E_+^+ с изотопическими правилами отбора $\Delta T = 0, 1$ (если нет случайных подавлений). Кроме того, отсутствие асимметрии в распаде $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ¹⁰ свидетельствует о том, что примесь $T = 2$ в конечном состоянии 3π здесь мала, что исключает нарушение C с $\Delta T = 1, 2, 3$. Таким образом, существующие данные допускают взаимодействие E_+^+ с $\Delta T = 4$ и больше. Однако такое правило отбора с учетом правила $\Delta T = \frac{1}{2}$ в слабых распадах приводит к тому, что это взаимодействие в распаде $K_L \rightarrow 2\pi$ давало бы 2π лишь в состоянии с $T = 2$, что противоречит экспериментальным данным. Мы можем заключить, что экспериментальные данные никак не свидетельствуют в пользу электромагнитного нарушения.

Таким образом, существующие данные из пяти возможностей оставляют, по существу, три: MS , MW , EW . Для первой возможности MS точность сохранения $T \sim 10^{-3}$, достигнутая в опытах с ядрами, пока не является достаточной, так как нельзя исключить возможности, что это взаимодействие растет с энергией (например, как обычное слабое взаимодействие) и потому, кроме малости 10^{-3} , в ядерные эффекты может входить малость $\left(\frac{m_\pi}{M_p}\right)$ (как это происходит со слабыми взаимодействиями). То обстоятельство, что в распаде $K_L \rightarrow 2\pi$ не выполняется правило $\Delta T = \frac{1}{2}$, не обязательно свидетельствует против взаимодействия MS с сохранением изотопического спина, так как возможно, что правило $\Delta T = \frac{1}{2}$ обязано своим происхождением структуре обычных сильных взаимодействий, в то время как неизвестное взаимодействие может и не приводить к усилению $\Delta T = \frac{1}{2}$. Таким образом, очень важно увеличить точность поисков эффектов нарушения C - и T -инвариантностей как при высоких энергиях (аннигиляция $\bar{p}p$, рассеяние pp и т. д.), так и в ядерной физике.

Переходим к рассмотрению миллислабого взаимодействия MW . В этом варианте возникает много возможностей. Пока можно утверждать лишь существование взаимодействия MW_- между адронами. Существуют ли между адронами взаимодействия MW_+^-, MW_-^+, MW_+^+ , мы не знаем*). Взаимодействия без изменения странности дадут вклад в электрический дипольный момент нейтрона d_n . Для нейтрона, если существует $MW_+^-, d_n \sim 10^{-23} - 10^{-24} e \cdot \text{см}$. Взаимодействие MW_-^+ с сохранением четности, но с нарушением странности можно исследовать в процессах $K \rightarrow 3\pi$. Если нет такого взаимодействия, то будут равны парциальные вероятности распадов $K^+ \rightarrow 2\pi^+\pi^-$ и $K^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+$, доля распада

*) Существуют модели, в которых вполне естественным образом отсутствует взаимодействие MW_\pm . Если ввести несохранение CP , приписав разность фаз между A и V в токах, то адрон-адронный лагранжиан взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{вз}} = [(V + e^{i\xi}A) + (V' + e^{i\eta}A')] [(V + e^{-i\xi}A^+) + (V' + e^{-i\eta}A'^+)],$$

где штрихом помечены странные токи ($\xi, \eta \sim 10^{-3}$). Легко видеть, что при $\xi = \eta$ в членах VV'^+ и AA'^+ нет несохранения CP , которое присутствует лишь в членах VA'^+ , не сохраняющих четность. Наоборот, условие $\xi = -\eta$ дает несохранение CP с сохранением четности, а несохраняющая четность часть лишь приобретает общую фазу.

$K_S \rightarrow 3\pi^0$ будет равна $|\varepsilon|^2 \cdot 4,2 \cdot 10^{-4}$. Оба взаимодействия MW_{\pm}^{\mp} можно исследовать в нелептонных распадах гиперонов с желательной точностью 10^{-3} . Важный эффект MW_{\pm}^{\mp} — возможность несовпадения спектров распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ с точностью 10^{-2} ¹¹ обсуждается в докладе А. Т. Филипова.

Из данных по распадам $K_L \rightarrow 2\pi$ следует, что взаимодействие MW_{\pm}^{\mp} может иметь правила отбора по изотопическому спину $\Delta T = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$, причем присутствие хотя бы одного из переходов $\Delta T = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ обязательно. В экспериментах по сравнению вероятностей распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^+ \pi^-$ можно определить, есть ли во взаимодействиях MW_{\pm}^{\mp} члены с $\Delta T = \frac{5}{2}$, так как в этом случае $R = \frac{w_+ - w_-}{w_+ + w_-} \sim 10^{-3}$, в то время как для $\Delta T = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ $R \sim 10^{-5}$ ¹².

Следующий этап расширения сферы действия миллислабого взаимодействия — допущение нарушения CP и T также во взаимодействиях с участием лептонов, в предположении, что лептонный ток не меняет свою $V - A$ -форму. Это взаимодействие можно объединить вместе с обычным слабым в одно взаимодействие вида ток на ток:

$$\mathcal{L}_{\text{вз}} = J^{+\alpha} j^{\alpha} + \text{э. с.}, \quad (1)$$

где j^{α} — обычный лептонный ток, а J^{α} — сумма обычного слабого адронного тока плюс миллислабый ток, сохраняющий CP . Произведение $J^{+\alpha} j^{\alpha}$ даст в этом случае адрон-адронное взаимодействие, нарушающее CP -инвариантность, которое мы обсуждали выше, причем, вообще говоря, будут члены с сохранением и несхранением четности P одновременно. В матричных элементах лептонных распадов взаимодействие (1) приведет к появлению малой фазы ($\sim 10^{-3}$) у формфакторов распада, которая и определит эффекты несхранения CP - и T -инвариантностей. Среди эффектов, к которым приводит такое взаимодействие, нужно отметить разность фаз между A и V в β -распаде нейтрона, где сейчас достигнута точность $1,6^\circ$ (см. доклад Ерозолимского), а также перпендикулярную поляризацию в распадах $K_L \rightarrow \pi^{\pm} \mu^{\mp} \nu$, $K^{\pm} \rightarrow \pi^0 \mu^{\pm} \nu$, причем последний процесс предпочтительнее, так как в нем нет взаимодействия в конечном состоянии. Необходимая точность здесь 10^{-3} , в то время как в первом распаде достигнута точность в несколько процентов, а для второго эксперименты не проводились. Отметим также неравенство ($\sim 10^{-3}$) полных вероятностей и спектров распада $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \pi^+ \pi^-$ ¹³.

В некоторых работах высказывается предположение, что наряду с заряженными токами (формула (1)) в CP -нечетном взаимодействии содержатся и нейтральные токи¹⁴, например $(\bar{\mu}\mu)$, $(\bar{e}e)$, и к (1) нужно добавить член

$$J_0^{\alpha} j_0^{\alpha},$$

где J_0 не содержит членов порядка обычных слабых взаимодействий, а также не содержит миллислабых токов, сохраняющих CP , так как это противоречило бы опыту. В связи с этим предположением большой интерес представляют поиски распадов $K_S \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \mu^+ \mu^-$, $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} e^+ e^-$, верхняя граница вероятности для последних сейчас $\sim 10^{-6}$, что не противоречит существованию миллислабых нейтральных токов. Особенно интересен распад $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \mu^+ \mu^-$, так как если существуют такие нейтральные токи, этот распад происходит по двум конкурирующим механизмам: с обменом γ -квантом (порядок амплитуды $\alpha G \sim 10^{-3} G$) и с несхранением

CP (порядок амплитуды также $10^{-3} G$). В результате интерференции этих двух амплитуд может возникнуть большая T -нечетная корреляция, например, вида $([\sigma_1 \sigma_2] \mathbf{p})$, где σ_1, σ_2 — поляризации положительного и отрицательного мюонов.

Возвращаясь к заряженным токам, отметим очень важный вопрос: сохраняется ли в обсуждаемом взаимодействии правило $\Delta S = \Delta Q$? Этот вопрос исследуется при изучении временной зависимости распадов $K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu$. Современная точность еще недостаточна: для отношения X амплитуд с $\Delta S = -\Delta Q$ и $\Delta S = \Delta Q$ получается следующая величина: $X = (0,26 \pm 0,11) e^{i(50 \pm 27^\circ)}$ ¹⁵.

Когда мы в (1) предполагали, что несохранение CP -инвариантности заключено только в адронном токе, мы отказались от идеи универсальности. Если же пытаться строить миллислабое взаимодействие по образцу универсального слабого взаимодействия, то было бы очень естественно вводить также и лептонные CP -нечетные токи. Если предположить, что существуют лишь такие заряженные токи, то можно объединить их со слабыми токами и записать слабое и миллислабое взаимодействия одной формулой

$$\mathcal{L}_{\text{вз}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ (J^{+\alpha} + J_{\text{м}}^{+\alpha} + j^{+\alpha} + j_{\text{м}}^{\alpha}) (J^{\alpha} + J_{\text{м}}^{\alpha} + j^{\alpha} + j_{\text{м}}^{\alpha}), \quad (2)$$

где значок м означает принадлежность к миллислабому CP -нечетному взаимодействию. Теперь изучим, какие добавки мы можем сделать к лептонному току, который мы рассмотрим раньше, так как здесь нет усложняющего влияния сильных взаимодействий. Слабый ток j^{α} имеет вид

$$j^{\alpha} = \bar{e} \gamma^{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu + \bar{\mu} \gamma^{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu.$$

Первое, что мы можем сделать, — это ввести разность фаз $\phi \sim 10^{-3}$ между V и A в этом токе. Это приведет к тому, что нейтрино не будет строго двухкомпонентным и возникает возможность появления у него массы. Массу мы считать не умеем, поэтому не знаем, противоречит ли это существующим границам. Более четкий эффект — это отсутствие полной поляризации мюона по направлению движения в распадах $\pi \rightarrow \mu \nu$ и $K \rightarrow \mu \nu$, однако эффект здесь будет порядка ϕ^2 , т. е. 10^{-6} .

Естественно, такое изменение приведет к появлению в μ -распаде T -нечетной корреляции $([\sigma_{\mu} \sigma_e] \mathbf{p})$ порядка 10^{-3} , а также к эффектам в лептонных распадах адронов, которые мы уже обсуждали. Если мы останемся в рамках векторных токов без производных, то других возможностей ввести несохранение CP нет. Значительно больше возможностей появляется, если использовать в построении тока производные. Если мы наложим к тому же условие двухкомпонентности нейтрино и ограничимся одним дифференцированием, то общий вид добавок к току будет

$$j_{\text{м}}^{\alpha} = \frac{10^{-3}}{M} (a_1 \partial_{\alpha} \bar{e} (1 + \gamma_5) \nu + a_2 \bar{e} (1 + \gamma_5) \partial_{\alpha} \nu + a_3 \partial_{\beta} \bar{e} \gamma_{\beta} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu + a_4 \bar{e} \gamma_{\alpha} \gamma_{\beta} (1 + \gamma_5) \partial_{\beta} \nu), \quad (3)$$

и аналогичные члены для мюона (a_i — порядка единицы, M — масса, введенная из соображений размерности и равная по порядку величины массе нуклона). Первое, на что следует обратить внимание, это то, что величина $\frac{10^{-3}}{M}$ близка к величине $\sqrt{G} \sim \frac{3 \cdot 10^{-3}}{M}$. Заманчивым поэтому является предположение, что в этом случае малость определяется именно этой известной константой, причем тогда миллислабое взаимодействие становится сильным при тех же энергиях, что и слабое, т. е. при

$E \sim 300$ Гэв. Возможно, конечно, что это случайное совпадение. Ток (3), умноженный на адронный ток, будет приводить к таким же корреляциям, как и нарушение CP и T во взаимодействии вида (1). Поэтому решить, получается ли T -нечетная корреляция, скажем, в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ за счет взаимодействия (1) или (3), весьма сложно. В чистом виде эффект тока (3) может проявиться в распаде мюона, где для порядка величины корреляции $([\sigma_\mu \sigma_e] p)$ получается весьма малое значение $\sim \frac{m_\mu}{M} \cdot 10^{-3} \sim 10^{-4}$. Однако есть класс процессов, где изменение лептонных токов вида (3) может проявиться весьма отчетливо, — это процессы, подавленные в силу $V - A$ -структуры токов в обычном слабом взаимодействии. Хорошо известно, что в обычной теории слабых взаимодействий сильно подавлены распады $\pi \rightarrow e\nu$, $K \rightarrow e\nu$, отношение вероятностей которых к вероятностям основных распадов $\pi \rightarrow \mu\nu$, $K \rightarrow \mu\nu$ — величина вполне определенная, зависящая от масс частиц и равная

$$\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \frac{\left(1 - \left(\frac{m_e}{\mu}\right)^2\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{m_\mu}{\mu}\right)^2\right)^2},$$

где μ — масса π - или K -мезона. К этим же распадам приводит и ток (3), причем дополнительного подавления здесь уже нет и приведенное отношение изменяется на множитель

$$1 + (a_1 + a_2)^2 \frac{10^{-6}}{M^2} \frac{\mu^4}{m_e^2};$$

при $a_1 + a_2 \sim 1$ эта добавка составляет для $\pi \rightarrow e\nu$ распада $1,5 \cdot 10^{-3}$, а для $K \rightarrow e\nu$ распада $\sim 30\%$. Вклад в распад K -мезона велик из-за большой его массы, причем доля CP -нечетной амплитуды у K -мезона примерно в 10 раз больше, чем у π -мезона. Приведенные оценки не противостоят экспериментальным данным, однако обнаружение подобного эффекта не могло бы служить доказательством присутствия именно CP -неинвариантного взаимодействия с током (3). Прямые эффекты нарушения T -инвариантности можно наблюдать в распадах $K \rightarrow e\nu\gamma$, $\pi \rightarrow e\nu\gamma$. В этих распадах члены тормозного излучения подавлены по той же причине, что и распады K , $\pi \rightarrow e\nu$, а структурное излучение, по крайней мере в распаде $\pi \rightarrow e\nu$, мало, что следует из оценок по гипотезе CVC ¹⁶, а также из эксперимента. По сравнению с этими малыми амплитудами CP -нечетная амплитуда тормозного излучения, связанная с (3), оказывается того же порядка и потому могут оказаться значительными T -нечетные корреляции, связанные как с поляризацией фотона, так и с поляризацией электрона. Эффект с поляризацией фотона (член $[\mathbf{n}_1 \mathbf{e} \mathbf{n}_2 \boldsymbol{\varepsilon}]$, где \mathbf{e} — поляризация фотона, а \mathbf{n}_1 , \mathbf{n}_2 — два направления, перпендикулярные между собой и к импульсу фотона) может для K -распада достигать нескольких процентов (для π -распада в 10 раз меньше), а поперечная поляризация электрона с учетом CVC может составлять несколько процентов для π -мезона и 10—20% для K -мезона. Таким образом, распады K , $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ составляют одну из нескольких возможностей изучать структуру лептонных токов, хотя, конечно, ввиду редкости таких процессов эксперименты очень трудны. Следует подчеркнуть, что пока мы рассматриваем опыты, связанные с нарушением CP и T в адронных токах, по результатам эксперимента, даже положительным, нельзя сказать, происходит ли нарушение в миллислабых или миллисильных взаимодействиях. Поэтому опыты с лептонами представляются весьма важными.

Перейдем к краткому обсуждению электромагнитно-слабых взаимодействий EW ^{4, 5}. Можно представлять себе нарушение CP - и T -инва-

риантностей в EW различным образом, что легче всего проиллюстрировать на примере частиц со спином $\frac{1}{2}$. Первая возможность — это введение нарушающего CP -взаимодействия с константой $\sim eG$ в переходы одной частицы в другую с испусканием фотона⁴. В этом случае для объяснения основного эффекта требуется существование взаимодействия EW_{1-} с несохранением странности (нижний значок) и четности (верхний значок). Для такого взаимодействия константа eG вполне подходит по соотношениям размерности без введения дополнительных безразмерных параметров. Вторая возможность — излучение фотона с несохранением CP из сердцевинны четырехфермионного взаимодействия с константой связи также eG . Ко второй возможности EW_2 относится и предложение приписать несохранение CP и T наличию электрического дипольного момента у гипотетического промежуточного W -бозона⁵. Оценки дипольного момента нейтрона с использованием последнего механизма дают величины 10^{-20} — 10^{-21} $e \cdot \text{см}$, что уже противоречит существующим данным. Для общего взаимодействия EW_2 эксперимент также требует присутствия пока только компонентов EW_{2-} . Легко видеть, что пока мы имеем дело лишь с адрон-адронными слабыми и слабыми радиационными распадами, следствия EW_1 и EW_2 совпадают. В частности, существование EW_{1+} привело бы к запрещенному (в низшем порядке по электромагнитному взаимодействию) CP -инвариантностью распаду $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^- (\mu^+ \mu^-)$ с вероятностью $\sim 10^{-6} W_L$. Взаимодействие EW_{\pm} приводит, как правило, к большим эффектам в слабо-электромагнитных распадах, где оно конкурирует с обычным CP -четным механизмом, по порядку величины таким же. В частности, должны сильно отличаться вероятности распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ и $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \gamma$. Подобные эффекты разобраны в докладе А. Т. Филиппова. Взаимодействие EW_{1+} могло бы дать электрические дипольные моменты частиц, если существуют диагональные переходы, например, $n n \gamma$. Данные для нейтрона исключают для него большую величину такого диагонального перехода.

Что касается процессов с лептонами, то здесь предсказания EW_1 и EW_2 расходятся. EW_1 не предсказывает заметных эффектов несохранения CP и T в распадах с испусканием лептонных пар, даже и с излучением фотона, так как, кроме слабой константы, в электромагнитно-слабой вершине нужно в амплитуде добавить еще одну константу, G , в лептонной вершине. В то же время EW_2 предсказывает большие эффекты в структурной части лептонных слабо-радиационных распадов и эффекты $\sim 10^{-3}$ для безрадиационных переходов.

В заключение сказанного отметим, что данные по слабым радиационным процессам настолько скудны, что никаких выводов о справедливости этого механизма сделать нельзя. Поэтому уместно еще раз подчеркнуть важность, например, распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$, которые могут дать большую информацию.

Нам осталось обсудить еще модель сверхслабого взаимодействия. Хотя опубликованные данные по распаду $K_L \rightarrow 2\pi^0$ определенно исключают эту возможность, окончательного заключения о вероятности распада $K_L \rightarrow 2\pi^0$ сделать нельзя, и не исключено, что уточнение данных приведет к согласию с моделью SW . Однако если даже параметры распада $K_L \rightarrow 2\pi$ будут удовлетворять требованиям модели SW , которая нигде не дает эффектов, кроме $K^0 \bar{K}^0$ -системы, существуют и другие модели нарушения CP , дающие такие же параметры. Например, миллислабое взаимодействие, не нарушающее правила $T = \frac{1}{2}$; миллислабое взаимодействие с $T = \frac{1}{2}$; миллислабое взаимодействие с сохранением четности; электро-

5 УФН, т. 95, вып. 3

магнитно-слабое взаимодействие с сохранением четности. Особенно следует остановиться на двух последних возможностях. Сохранение четности в этих взаимодействиях обеспечивает отсутствие прямого перехода $K_L \rightarrow 2\pi^0$, и распад идет лишь через переход $K_L \rightarrow K_S$, как и в модели SW . В тех же процессах, где четность сохраняется, будут, в отличие от SW , эффекты несохранения CP . Например, будет отлична от предсказаний SW вероятность распада $K_S \rightarrow 3\pi^0$. Таким образом, даже если развитие событий приведет нас к равенству $\eta_{+-} = \eta_{00}$, еще остается широкое поле деятельности для поисков других эффектов.

Институт физики высоких энергий,
Серпухов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Б. Окунь, Ядерная физика **1**, 938 (1965); J. Prentki, M. Veltman, Phys. Lett. **15**, 88 (1965).
2. I. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee, Phys. Rev. **B139**, 1650 (1965).
3. T. D. Lee, L. Wolfenstein, Phys. Rev. **B138**, 1490 (1965).
4. Б. А. Арбузов, А. Т. Филиппов, Phys. Lett. **20**, 537 (1966).
5. F. Salzman, G. Salzman, Phys. Lett. **15**, 91 (1965).
6. L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13**, 562 (1964).
7. J. K. Baird et al., Bull. Amer. Phys. Soc. **12**, 1073 (1967).
8. T. S. Stein et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 741 (1967).
9. В. М. Лобашов и др., Письма ЖЭТФ **5**, 73 (1967).
10. А. М. Снопс et al., Phys. Lett. **22**, 546 (1966).
11. S. Varshay, Phys. Rev. Lett. **18**, 515 (1967).
12. В. В. Анисович, В. М. Шехтер, Ядерная физика **5**, 855 (1967).
13. Л. Б. Окунь, Письма ЖЭТФ **6**, 823 (1967).
14. Э. М. Липманов, Письма ЖЭТФ **5**, 129 (1967).
15. D. G. Hill, Phys. Rev. Lett. **19**, 668 (1967).
16. V. G. Vaks, B. L. Ioffe, Nuovo Cimento **10**, 342 (1958).

ДИСКУССИЯ

Б. Понтекорво:

Каковы экспериментальные границы на возможную величину относительной фазы φ векторного и аксиального токов в лептон-лептонных взаимодействиях?

Б. А. Арбузов:

Из μ -распада следует граница $\varphi < 16^\circ$.

Ф. Л. Шапиро:

Каковы предсказания различных моделей для электрического дипольного момента лептонов?

Б. А. Арбузов:

Варианты MS , E и SW (в обозначениях, принятых в докладе) дают очень малые величины дипольного момента электрона (э. д. м.) по сравнению с величиной $eGm_e \sim \sim 10^{-23}$ (e , G — константы электромагнитного и слабого взаимодействий, m_e — масса электрона). В слабо-электромагнитном варианте может быть э. д. м. электрона $\sim 10^{-23}$ э.с.м. В некоторых вариантах миллислабого взаимодействия может также получиться заметный э. д. м. электрона $\sim 10^{-23} - 10^{-25}$ э.с.м. Следует, однако, иметь в виду, что последняя оценка получена при очень большом (300 Гэв) импульсе обрешения в расходящихся интегралах, через которые выражается э. д. м.

П. Миллер:

Какова оценка для электрического дипольного момента нейтрона в миллислабом взаимодействии?

Б. А. Арбузов:

Порядок величины здесь тот же, что и в миллислабом взаимодействии: $d_n \sim \sim 10^{-23} - 10^{-24}$ э.с.м.

Э. М. Липманов:

Мне кажется, что распад $K_S \rightarrow \mu^+ \mu^-$ является более критическим с точки зрения проверки теории, чем это отмечается в докладе. Если одновременно исследовать распад $K_S \rightarrow e^+ e^-$, то факт существования канала $K_S \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и отсутствие канала $K_S \rightarrow e^+ e^-$ указывало бы на векторный или аксиальный варианты и потому служило бы доказательством нарушения CP .

Б. А. Арбузов:

Это утверждение справедливо при дополнительном предположении о симметрии между мюоном и электроном.

Г. Маркс:

Современные экспериментальные данные, по-моему, исключают возможность нарушения C - и T -инвариантностей в миллисильных взаимодействиях с $\Delta T = 0$, так как в противном случае выполнялось бы правило $\Delta T = 1/2$ в слабых распадах с нарушением CP -инвариантности. То обстоятельство, что константа взаимодействия миллисильного взаимодействия составляет величину порядка 10^{-3} , дает возможность рассматривать это взаимодействие по теории возмущений и поэтому миллисильное взаимодействие не может изменить правила отбора.

Б. А. Арбузов:

Я думаю, что нельзя исключить в настоящее время MS -взаимодействие с $\Delta T = 0$. Дело в том, что мы не знаем природы правила $\Delta T = 1/2$ в слабых взаимодействиях. Существуют две точки зрения: первая, что правило $\Delta T = 1/2$ заключено в самой структуре слабых взаимодействий (тогда необходимы нейтральные токи), и вторая, что в исходном гамильтониане слабых взаимодействий содержатся переходы как с $\Delta T = 1/2$, так и с $\Delta T = 3/2$. Если, например, гамильтониан имеет вид произведения заряженных токов, то правило $\Delta T = 1/2$ получается в результате усиления переходов с $\Delta T = 1/2$ сильными взаимодействиями. В первом случае, действительно, возможность существования MS -взаимодействия с $\Delta T = 0$ исключена. Во втором случае нет особых оснований полагать, что комбинация сильного и MS -взаимодействий обязательно приводит к усилению переходов с $\Delta T = 1/2$ с несохранением CP , так как токовая структура взаимодействия $MS \times W$ может сильно отличаться от токовой структуры обычных слабых взаимодействий.

Б. Понтекорво:

Я хотел бы сделать два замечания. Одно относится к миллислабому взаимодействию и является миллизамечанием: оно очень короткое. Другое относится к сверхслабому взаимодействию, по тем не менее оно мегазамечание (т. е. очень длинное).

1. Миллислабое взаимодействие может привести к довольно большому дипольному электрическому (и магнитному) моменту нейтрину d_ν : $d_\nu \leq G 10^{-3} \Lambda^2 \frac{1}{\Lambda} e \approx 10^{-20} e \cdot \text{см}$, где $\Lambda (\ll 100 G\text{эв})$ — параметр обрезания слабого взаимодействия.

2. Крайняя малость константы f сверхслабого взаимодействия Вольфенштейна ($f \sim 10^{-9} G$, где $G = 10^{-5}/M_p^2$) затрудняет наблюдение процессов, вызванных сверхслабым взаимодействием, кроме процессов с участием K^0 -мезонов.

Естественно задать вопрос: можно ли наблюдать и каким образом другие проявления этого взаимодействия? Или можно ли вообще наблюдать и каким образом другие процессы, идущие с константой в миллиард раз меньшей константы слабого взаимодействия? В последней форме вопрос уже не относится прямо к взаимодействию Вольфенштейна, а ниже как обозначение константы f , так и ее величина $f \sim 10^{-9} G$ принимаются лишь иллюстративно.

Сверхслабость рассматриваемого взаимодействия наводит на мысль, что следует искать его проявления в процессах, напоминающих те, которые вызывают слабое взаимодействие второго порядка по G . Часто встречающееся утверждение о том, что вольфенштейновское взаимодействие первого порядка не может конкурировать со слабым взаимодействием второго порядка, не обязательно верно. Если в рассматриваемых процессах участвуют только адроны, то эффективные массы и параметры обрезания порядка M_p , так что действительно $f M_p^2 \ll G^2 M_p^4$. Но размерность констант f и G приводит к тому, что сверхслабое взаимодействие первого порядка по f вполне может конкурировать со слабым взаимодействием второго порядка по G , например, в случаях, когда в процессах участвуют лептоны (только реальные) с низкой энергией. В связи с этим естественно сравнить хорошо теоретически изученный процесс нейтринного двойного β -распада (эффективного порядка G^2) с гипотетическим процессом безнейтринного двойного β -распада, вызванным взаимодействием à la Вольфенштейн.

Ниже рассматривается следующая рабочая гипотеза: безнейтринный двойной β -распад обусловлен некоторым сверхслабым взаимодействием первого порядка

по f с $\Delta L = 2$, где L — лептонное число. Речь идет о прямом взаимодействии адронов с дважды заряженным лептонным током без участия виртуального нейтрино (рис. 1, а и б). Конечно, такое взаимодействие экзотично, но экзотичным является и взаимодействие с $\Delta S = 2$, а также взаимодействие с $\Delta L = 2$, которые обычно привлекают, если постулировать существование безнейтринного двойного β -распада (см. «обычную» диаграмму этого явления на рис. 2).

В диаграммах рис. 1, а и б представлены эффекты, связанные с виртуальными пионами, благодаря которым возможен распад $Z \rightarrow (Z + 2) + e^- + e^-$, вызванный взаимодействием f .

Видно, что взаимодействие с константой f порядка $10^{-9} G$ или даже меньше могло бы, в принципе, вызвать безнейтринный двойной β -распад с вероятностью, превышающей вероятность нейтринного двойного β -распада.

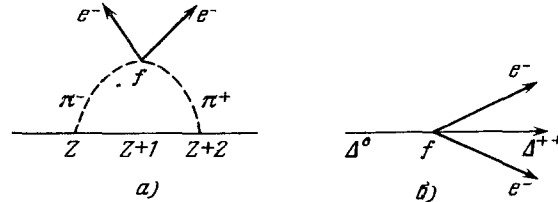


Рис. 1. Возможные диаграммы для безнейтринного двойного бета-распада, вызванного взаимодействием f (Δ — хорошо известный изобар с массой 1240 $M\epsilon\epsilon$).

Поэтому поиски безнейтринного двойного β -распада помогут получить сведения о возможных сверхслабых взаимодействиях.

Обсудим сейчас радиохимические опыты Такаоки и Огаты по двойному β -распаду, в которых был определен избыток над нормальным изотопическим распределением изотопов Хе в старых минералах Те известного возраста. Другие постановки экспериментов со счетчиками и искровыми камерами, в отличие от радиохимических опытов, способны, в принципе, отличать нейтринный процесс от безнейтринного, но они имеют меньшую чувствительность, особенно в случаях, интересных с нашей точки зрения, когда освобождаемая энергия в процессе двойного β -распада мала ($\ll 1 M\epsilon\epsilon$).

В экспериментах по изучению превращения $Te^{130} \rightarrow Xe^{130}$ было открыто явление двойного β -распада, причем полная вероятность $W_{e^-e^-}^{Te^{130}} + W_{e^-e^-\nu\nu}^{Te^{130}}$ приблизительно равна 10^{-21} лет $^{-1}$ (с очевидными обозначениями). Кроме того, японские авторы сообщают, что в старых минералах Те найден также некоторый избыток Xe^{128} . Если бы такой избыток был обусловлен двойным β -распадом $Te^{128} \rightarrow Xe^{128}$, то вероятность $W_{e^-e^-}^{Te^{128}} + W_{e^-e^-\nu\nu}^{Te^{128}}$ оказывается равной $\sim 3 \cdot 10^{-23}$ лет $^{-1}$.

Авторы склоняются к выводу, что наблюдаемый ими избыток Xe^{130} обусловлен нейтринным двойным β -распадом и что безнейтринные процессы вообще несущественны. При этом крайне интересное наблюдение избытка Xe^{128} должно быть связано, по мнению авторов, с фоном, так как упомыная вероятность образования Xe^{128} из Te^{128} по крайней мере на три порядка больше теоретической вероятности нейтринного двойного β -распада, ожидаемой для Te^{128} , где энергия освобождения в процессе около 0,85 $M\epsilon\epsilon$.

В виде рабочей гипотезы, однако, нами обращается внимание на возможность, что переходы $Te^{128} \rightarrow Xe^{128}$ полностью, а переход $Te^{130} \rightarrow Xe^{130}$ частично обусловлены безнейтринным β -распадом. Тогда а priori нет трудности с большой величиной вероятности эффекта в Te^{128} : безнейтринный распад пока нельзя рассчитать по ряду причин и, в частности, потому, что константы f (рис. 1) и f' (рис. 2) неизвестны. Поскольку зависимость от освобождаемой энергии ϵ в безнейтринном β -распаде $\sim \epsilon^{5 \pm 6}$ (см. обычный β -распад), а в нейтринном двойном β -распаде $\sim \epsilon^{10}$, то безнейтринный двойной β -распад относительно более вероятен для Te^{128} , чем для Te^{130} ($\epsilon = 0,85 M\epsilon\epsilon$ и 3,0 $M\epsilon\epsilon$ соответственно). Абсолютная же вероятность безнейтринного β -распада должна была быть в несколько сотен раз меньше в Te^{128} , чем в Te^{130} , при прочих равных условиях. Но поскольку ядерные матричные элементы известны только

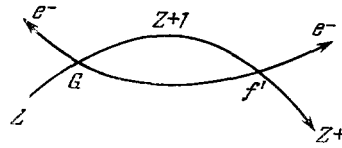


Рис. 2. «Обычная» интерпретация безнейтринного двойного β -распада.

с точностью до двух порядков, наблюдаемое отношение $\left(\frac{W_{e^-e^-}^{Te^{128}}}{W_{Te^{130}}} \leq 30 \right)$ ничему не

противоречит. Аналогичный аргумент подходит и для последнего, первоклассного опыта Бу и сотрудников по поискам безнейтринного β -распада в Ca^{48} ($W_{e^-e^-}^{Ca^{48}} \leq 10^{-21}$ лет $^{-1}$). Схема безнейтринного двойного β -распада по рис. 1 представляется более естественной, чем обычная интерпретация в терминах диаграммы рис. 2. Последняя диаграмма порядка Gf' , где f' — константа взаимодействия, которое, как и взаимодействие f , меняет на две единицы лептонный заряд.

Из совокупности опытов по проверке $V - A$ -теории следует, что $f' < 0,02 G$, так что вероятность безнейтринного распада по диаграмме рис. 2 по крайней мере на три порядка подавлена по отношению к рассчитанной вероятности в случае сохранения четности с максимальным нарушением лептонного заряда ($f' = G$).

Предположим сейчас, что действительный безнейтринный двойной β -распад имеет место в Te^{128} и других ядрах. Спрашивается, как можно экспериментально проверить, обусловлен ли безнейтринный распад диаграммами рис. 1 или рис. 2?

Если безнейтринный распад происходит по диаграмме рис. 2, то должны иметь место нарушающие сохранение лептонов процессы типа $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$, $\nu_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ с сечением, приблизительно рассчитываемым и, быть может, доступным для экспериментальной проверки. Эти процессы, наоборот, не возникают из взаимодействия f (см. рис. 1), что позволяет различить, в принципе, каким взаимодействием обусловлен безнейтринный процесс.

Взаимодействие f будет вызывать переходы в вакууме пионий \rightleftharpoons антипионий ($\pi^+e^- \rightleftharpoons \pi^-e^+$) и, быть может, мюоний \rightleftharpoons антимюоний. Но не видно, как практически осуществить наблюдение этих осцилляций, из-за крайне малой величины константы f .

Выше безнейтринный двойной β -распад был описан как переход с $\Delta L = 2$, т. е. в предположении существования закона сохранения лептонов, который нарушается f - (или f')-взаимодействием. Конечно, можно интерпретировать безнейтринный двойной β -распад просто отсутствием лептонного заряда (нейтрино Майорана с приближенным $V - A$ -взаимодействием). Два подхода, однако, физически отличаются. Первый приводит к возможности осцилляций в вакууме между разными состояниями нейтрино (когда $m_\nu \neq 0$). При втором подходе таких осцилляций нет. Кроме того, второй подход может привести к тому, что взаимодействие f вызывает безнейтринный двойной β -распад даже в том случае, когда нейтрино продольно ($m_\nu = 0$).

Ф. Л. Шапиро:

У меня вопрос к А. Т. Филиппову. Что вы можете сказать о дипольных электрических моментах частиц?

А. Т. Филиппов:

Величина электрического дипольного момента элементарной частицы сильно зависит от выбора конкретной модели нарушения T -инвариантности, даже в рамках электромагнитного механизма этого нарушения. Поэтому только на основании отсутствия дипольного момента у нейтрона нельзя сделать однозначного вывода об отсутствии нарушения T -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях. В тексте доклада приводится модель электромагнитного нарушения, в которой дипольный момент нейтрона должен быть малым ($\sim 10^{-22} - 10^{-23}$ е-см). Из анализа этой модели следует, что возможность электромагнитного нарушения T -инвариантности с $\Delta I = 0$ пока не может быть определенно отвергнута и поиски такого нарушения должны продолжаться.

Ю. Г. Абов:

Какова может быть величина T -нечетной корреляции $s [k_1 k_2]$ в процессах испускания двух γ -квантов поляризованным ядром (s — поляризация ядра, k_1 и k_2 — импульсы фотонов)?

А. Т. Филиппов:

Очевидно, что такие корреляции могут быть сравнимыми с T -четными корреляциями лишь при наличии электромагнитного механизма нарушения T -инвариантности. Однако в этом случае можно ожидать сильной зависимости эффекта от энергии фотона и от степени выхода испускающего γ -квант нуклона за массовую оболочку. В пользу этого утверждения можно привести два соображения. Во-первых, приведенные выше рассуждения о дипольном моменте нейтрона d_n показывают, что малость величины d_n можно согласовать с электромагнитным механизмом, допустив сильную зависимость T -нечетных формфакторов от импульсов и, в частности, предполагая, что эти формфакторы обращаются в нуль на массовой поверхности. Во-вторых, к аналогичному выводу приводит попытка объяснить с помощью электромагнитного механизма величину вероятности распада $K_L \rightarrow 2\pi$. Действительно, обычно говорят, что для η_{+-} должно получиться что-то вроде $\eta_{+-} \approx \alpha/\pi$, поскольку происходит обмен одним виртуальным фотоном. Однако расчет разнообразных диаграмм показывает, что для η_{+-} получается существенно меньшая величина, если эти диаграммы сходятся или обрезаются на достаточно низком пределе. Таким образом, чтобы объяснить хотя бы порядок величины η_{+-} , необходимо допустить быстрый рост T -нечетного электромагнитного взаимодействия при возрастании виртуальных импульсов. К этому же выводу можно прийти, рассматривая обычные соотношения унитарности для распада $K_L \rightarrow 2\pi$. Вклад реальных радиационных процессов $K_L \rightarrow 2\gamma/2\pi\gamma$ в η_{+-} оказывается $\leq 1\%$. Из этих общих соображений следует подбирать наиболее благоприятные условия для поисков корреляции $s [k_1 k_2]$, однако более точные предсказания зависят от конкретных моделей электромагнитного нарушения T -инвариантности.