

С346.58
М-215

13/8.6

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4557



Э.И.Мальцев

СЛАБО-ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ
K - МЕЗОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1969

P1 - 4557

Э.И.Мальцев

СЛАБО-ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ
К-МЕЗОНОВ



В последнее время название "слабо-электромагнитные" утвердилось за распадами K -мезонов, идущими по каналам

$$K \rightarrow \pi + \pi + \gamma ,$$

$$K \rightarrow \pi + \pi + \pi + \gamma ,$$

$$K \rightarrow \ell + \nu + \gamma .$$

Испускание фотона в любом распаде каонов

$$K \rightarrow a + b + \dots + \gamma$$

может в общем случае осуществляться двумя путями: с помощью внутреннего тормозного излучения, с необходимостью сопровождающего все нерадиационные процессы, и при прямой эмиссии фотона при переходе от начального K -состояния к конечному ($a + b + \dots$).

Процесс внутреннего тормозного излучения хорошо известен, его амплитуда пропорциональна произведению eG - констант электромагнитного и слабого взаимодействий, и тормозной γ -квант испускается всегда C -и P -инвариантным путем. Так называемая прямая (или структурная) эмиссия фотона пока не обнаружена экспериментально, но как раз с этим механизмом возникновения γ -кванта связан ряд интересных проблем. Действительно, как это следует из самого названия данного механизма, простое подтверждение существования прямых переходов позволило бы сделать определенные выводы о структуре K -мезона. По-видимому, наиболее удобно исследовать слабо-электромагнитные распады с лептонами

$$K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} (\mu^{\pm}) + \nu + \gamma$$

где отсутствует мешающее влияние сильновзаимодействующих частиц в конечном состоянии.

Если прямая эмиссия фотона существует, и ее амплитуда хотя бы сравнима по величине с амплитудой внутреннего тормозного излучения, то интерес к слабоэлектромагнитным распадам K^- -мезонов значительно возрастает.

В отличие от CP -инвариантной амплитуды процесса внутреннего тормозного излучения (когда родоначальный распад без γ -кванта $K^- \rightarrow a + b + \dots$ CP -инвариантен) амплитуда прямых переходов, вообще говоря, может быть комплексной, то есть неинвариантной относительно обращения времени. В таком случае могли бы появиться экспериментально заметные эффекты от нарушения T - или CP -инвариантности, обнаружить которые можно было бы несколькими способами.

Первый из них связан с исследованием интерференционной картины, возникающей между амплитудами внутреннего тормозного излучения и прямой эмиссии, если последняя имеет электрическую природу.

Сделаем небольшое отступление. В качестве простейшего приближения для феноменологического описания прямых переходов можно выбрать механизм возникновения фотона при излучении электрического и магнитного диполей — $E1$ и $M1$. У большинства запрещенных по чётности переходов присутствует излучение магнитного характера, а у разрешенных преобладает излучение электрической природы. Поэтому в распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ будет давать вклад только магнитное дипольное излучение (если не принимать во внимание внутреннее тормозное излучение, сопровождающее CP -нарушающий распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$), а в распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ — электрическое дипольное и внутреннее тормозное излучения. В распадах заряженных K^- -мезонов, не являющихся собственными состояниями CP -преобразования, возможны все три типа переходов. Чётность магнитного излучения противоположна чётности остальных двух процессов и интерференция между ними отсутствует. (Интерференционный член в этом случае исчезает после суммирования по поляризации фотона).

Неинвариантность амплитуды прямой эмиссии к обращению времени может проявиться только в интерференционном члене квадрата матричного элемента, относящегося к исследуемому слабо-электромагнитному распаду. Рассмотрим наиболее общий случай - распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$, в котором фотон может возникать благодаря любому из трех механизмов. Амплитуды распада по каждому каналу - с внутренним тормозным излучением, с прямым электрическим и магнитным переходами должны быть пропорциональны соответствующим формфакторам $f_{\text{торм}}$, f_e и f_m , включающим в себя эффекты сильных взаимодействий. При сохранении CP -инвариантности, а в рамках CPT -симметрии - T -инвариантности, эти формфакторы будут действительны с точностью до комплексных множителей, возникающих из-за наличия сильного $\pi\pi$ -взаимодействия в конечном состоянии. Действительно, при CP -преобразовании функции f_1 переходят в самих себя, а при эрмитовом сопряжении $f_1 \rightarrow f_1^*$. Если наложить на амплитуду процесса условие $CPA \rightarrow A^+$, что означает наличие CP -инвариантности, то получим связь $f_1 = f_1^*$, то есть в этом случае формфакторы f_1 должны быть действительными^{/1/}.

Если учесть еще сильное $\pi\pi$ -взаимодействие в конечном состоянии, то появится некоторая разность фаз ϕ между S - и P -волнами, которая при обращении времени меняет знак. Таким образом, даже при CP -инвариантности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ в интерференционном члене матричного элемента появляется множитель $\cos \phi$, неинвариантный относительно обращения времени. Если же сама амплитуда распада A CP -неинвариантна, то условия $CPA \rightarrow A^+$ и $f_1 = f_1^*$ не выполняются, функции f_1 могут быть комплексными, и в множитель $\cos \phi$ войдет еще фаза ϕ' , характеризующая степень нарушения CP -инвариантности.

Интерференционный член с множителем $\cos(\phi + \phi')$ входит, например, в выражение для энергетического спектра π^+ -мезонов^{/2,3,4/} и может привести к появлению экспериментально заметных CP -неинвариантных эффектов. Отметим, что для того чтобы такие эффекты были наблюдаемыми, мало только наличия интерференции между амплитудами канала с внутренним тормозным излучением и канала с прямым электрическим переходом. Еще необходимо условие $\phi' \gg \phi$. По теоретическим оценкам^{/5/} $\phi \approx 10^0$, что с учетом малости CP -неинвариантных амплитуд может оказаться основной трудностью при анализе интерференционной картины.

Другая возможность обнаружения T -неинвариантных эффектов в слабо-электромагнитных распадах K -мезонов появляется при исследовании реакции с лептонами

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \gamma,$$

в которой в отличие от только что рассмотренного перехода в π -мезоны появляется еще одна переменная - ненулевой спин μ -мезона. Это позволяет исследовать корреляцию вида $\sigma_\mu (\vec{P}_K \times \vec{P}_\pi)$, меняющую знак при обращении времени. В отсутствие сильных взаимодействий в конечном состоянии появление отличной от нуля нормальной составляющей поляризации μ -мезона $\hat{P}_j = \sigma_\mu (\vec{P}_K \times \vec{P}_\pi)$ будет прямо указывать на нарушение инвариантности относительно обращения времени в данном процессе.

Аналогичный эффект должен иметь место и в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$, обусловленном слабым взаимодействием. Тщательные поиски нормальной составляющей поляризации μ^+ -мезона привели к отрицательному результату, в то время как такая компонента поляризации должна достигать величины $\approx 20\%$, если бы нарушение CP -инвариантности происходило в слабых взаимодействиях.

Качественное отличие распада $K \rightarrow \mu \nu \gamma$ от процесса $K \rightarrow \mu \nu \pi^0$ состоит в том, что первый из них идет за счёт как слабого, так и электромагнитного взаимодействий. Если нарушение CP -инвариантности происходит в электромагнитных взаимодействиях, то, конечно, ожидаемый эффект в распаде $K \rightarrow \mu \nu \gamma$ должен быть значительно больше, чем в распаде $K_{\mu 3}$, где электромагнитное взаимодействие выступает в качестве поправок к слабому взаимодействию. Так же как и в случае распада $K \rightarrow \pi \pi \gamma$ такое нарушение может иметь место только для амплитуды прямой эмиссии γ -кванта. Если предположить наличие максимального нарушения (для формфакторов, соответствующих прямым переходам, $\text{Im } f_1 = \text{Re } f_1$), то в этом случае максимальная величина нормальной составляющей поляризации μ -мезона для некоторых точек диаграммы Далитца могла бы достигать значения $\approx 50\%$ полной поляризации^{6,7/}. Однако интегральный эффект приводит к экспериментально наблюдаемой асимметрии в распределении электронов от распада мюона всего лишь в 1-2%, так что нельзя сказать, что поиск нарушения T -инвариантности является для этого распада простым и надежным делом.

Наконец, существует возможность прямой проверки нарушения СР-инвариантности в слабо-электромагнитных распадах К-мезонов. Рассмотрим следующую ситуацию. СРТ-симметрия в предположении, что участвующие во взаимодействии гамильтонианы содержат только сильно- и слабо-взаимодействующие части, обеспечивает появление равенства/8/.

$$\Gamma_{\pi^+\pi^0} + \Gamma_{\pi^+\pi^+\pi^-} \pm \Gamma_{\pi^+\pi^0\pi^0} = \Gamma_{\pi^-\pi^0} + \Gamma_{\pi^-\pi^-\pi^+} + \Gamma_{\pi^-\pi^0\pi^0}, \quad (1)$$

где Γ - парциальные частоты соответствующих распадов. Переход $\pi\pi \rightarrow \pi\pi\pi$ не разрешен для конечного S - состояния и из (1) можно получить два независимых соотношения

$$\Gamma_{\pi^+\pi^0} = \Gamma_{\pi^-\pi^0}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{\pi^+\pi^+\pi^-} + \Gamma_{\pi^+\pi^0\pi^0} = \Gamma_{\pi^-\pi^-\pi^+} + \Gamma_{\pi^-\pi^0\pi^0}.$$

Правило $|\Delta I| = 1/2$ дает количественное соотношение между парциальными частотами распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$, которое остается таким же и для отрицательно заряженных К-мезонов; то есть мы можем написать

$$\Gamma_{\pi^+\pi^+\pi^-} / \Gamma_{\pi^+\pi^0\pi^0} = \Gamma_{\pi^-\pi^-\pi^+} / \Gamma_{\pi^-\pi^0\pi^0}. \quad (3)$$

Уравнение (3) совместно с соотношениями (2) приводит к тому, что в этом случае мы имеем равенство всех парциальных частот безлептонных каналов распада K^\pm -мезонов.

Если теперь включить электромагнитное взаимодействие, то будут разрешены некоторые новые каналы распада, в частности $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\gamma$. Однако и в этом случае все еще будет очень незначительна связь между лептонными и безлептонными каналами распада. То есть теперь СРТ-симметрия требует только

$$\Gamma_{\pi^+\pi^0\gamma} + \Gamma_{\pi^+\pi^0} + \Gamma_{\pi^+\pi^+\pi^-} + \Gamma_{\pi^+\pi^0\pi^0} = \Gamma_{\pi^-\pi^0\gamma} + \Gamma_{\pi^-\pi^0} + \Gamma_{\pi^-\pi^-\pi^+} + \Gamma_{\pi^-\pi^0\pi^0}, \quad (4)$$

где $\Gamma_{\pi^\pm\pi^0\gamma}$ - парциальная частота распада с учётом внутреннего тормозного излучения.

Поскольку электромагнитные эффекты малы, равенства (2) и (3) остаются приблизительно справедливыми и наблюдение нарушения CP-инвариантности с помощью проверки этих отношений требует очень большой точности измерений, либо сильного нарушения правила $|\Delta I| = 1/2$. С другой стороны, так как переходы $\pi\pi \rightarrow \pi\pi\gamma$ и $\pi\pi\pi \rightarrow \pi\pi\pi\gamma$ разрешены в первом порядке по электромагнитному взаимодействию, то нарушение CP-инвариантности в других безлептонных каналах распада (то есть нарушение равенства соответствующих парциальных частот) может привести^{/9/} к невыполнению равенства:

$$\Gamma_{\pi^+\pi^0\gamma} \text{ (прямая эмиссия)} = \Gamma_{\pi^-\pi^0\gamma} \text{ (прямая эмиссия)}, \quad (5)$$

в то время как парциальные частоты этих процессов для каналов с внутренним тормозным излучением останутся равными, поскольку $\Gamma_{\pi^+\pi^0\gamma} \approx \Gamma_{\pi^-\pi^0\gamma}$. Таким образом, проверка соотношения (5) является в то же время проверкой степени сохранения CP-инвариантности^{/10,11/}. Типичное выражение для зарядовой асимметрии, которая должна возникать при нарушении CP-инвариантности в распадах $K \rightarrow \pi\pi\gamma$, имеет вид^{/12/}

$$\Delta \equiv \frac{R^+ - R^-}{R^+ + R^-} = \frac{\sin \phi \operatorname{Im} f_e}{C_1 + \cos \phi \operatorname{Re} f_e + C_2(|f_e|^2 + |f_m|^2)}, \quad (6)$$

где C_1 - константы, ϕ - описанная выше разность фаз $\pi\pi$ - рассеяния, а $R^\pm = \Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\gamma) / \Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0)$.

Из (6) видно, что интерпретация результата измерения такой зарядовой асимметрии неоднозначна; равенство $\Delta = 0$ может выполняться в следующих случаях:

- 1) CP- инвариантность;
- 2) CP - неинвариантность, но $\phi = 0$;
- 3). CP - неинвариантность в магнитной амплитуде, а $\text{Im } f_0 = 0$.

В последнем случае необходимо привлекать к рассмотрению дифференциальные распределения, не суммированные по поляризации фотона, чувствительные к нарушению CP -инвариантности в магнитной амплитуде. Но даже если случай 1+3 не имеет места, разность фаз $\pi\pi$ -рассеяния должна быть не слишком малой, чтобы эффект можно было обнаружить экспериментальным путем. Напомним, что при исследовании интерференционной картины в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0 \gamma$ ситуация была обратной - разность фаз ϕ выступала как мешающий фактор и наиболее благоприятный случай имел бы место при $\phi = 0$.

Ниже мы рассмотрим выводы, полученные в проведенных экспериментах по слабо-электромагнитным распадам, сейчас же лишь отметим, что относительные частоты процессов $K \rightarrow \pi\pi\gamma$ и $K \rightarrow \pi\pi\pi\gamma$, определенные при анализе нескольких десятков случаев, находятся в приблизительном согласии с расчётами для чистого внутреннего тормозного излучения. Однако не все слабо-электромагнитные переходы одинаково удобны для поиска прямых переходов. Если распады $K \rightarrow \mu\nu\gamma$, $K \rightarrow \pi\pi\pi\gamma$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ не имеют, на первый взгляд, никаких специфических особенностей, то этого нельзя сказать о процессах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\gamma$ и $K^\pm \rightarrow e^\pm\nu\gamma$.

Правило $|\Delta I| = 1/2$ запрещает распад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$, а для лептонного перехода $K^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ существует подавление, обусловленное спиральностью нейтрино и малостью массы электрона. Таким образом, поскольку эти первичные распады без γ - кванта подавлены, то должен быть, соответственно, подавлен канал распада с внутренним тормозным излучением. Рассмотрим подробнее данные процессы. В связи с наличием подавления родоначальных распадов разумно поставить вопрос, а не могут ли быть сравнимы по величине парциальные частоты

$$\Gamma_{\pi^\pm\pi^0} \text{ и } \Gamma_{\pi^\pm\pi^0\gamma} \quad (\text{прямая эмиссия})$$

$$\Gamma_{e^\pm\nu} \text{ и } \Gamma_{e^\pm\nu\gamma} \quad (\text{прямая эмиссия})?$$

Распад $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0$, запрещенный правилом $|\Delta I| = 1/2$, хотя и подавлен по сравнению с разрешенным этим правилом переходом $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, но обладает все же заметной вероятностью. В связи с этим предположим простейшее - данный переход идет за счёт электромагнитных поправок к слабому взаимодействию, нарушающих правило $|\Delta I| = 1/2$. С другой стороны, канал с прямой эмиссией γ -кванта может быть обусловлен взаимодействием с $|\Delta I| = 1/2$, так как наличие фотона снимает запрет, о котором говорилось выше/13,14/. (В этом случае система π -мезонов может образовываться в состоянии с изотопическим спином 1).

Тогда мы могли бы записать амплитуды распадов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0$ и $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$ и (прямая эмиссия) в виде:

$$A_1(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0, \Delta I \neq 1/2) \approx G e = e G$$

$$A_2(K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma, \Delta I = 1/2) \approx g' G e^2 = c^2 G g',$$

где g' - неизвестный фактор, связанный со структурой промежуточного состояния при прямой эмиссии фотона.

Видно, что в данном специальном случае амплитуды A_1 и A_2 могут быть, в принципе, даже одного порядка величины, что является исключением из обычного положения, при котором частота перехода $a \rightarrow b + c + \gamma$ составляет $\approx 1/137$ частоты процесса $a \rightarrow b + c$. По-видимому, такая ситуация не осуществляется, и в действительности амплитуда прямой эмиссии γ -кванта не только не сравнима с амплитудой нерadiационного распада, но и не больше амплитуды канала распада с внутренним тормозным излучением. Почему это может происходить? Сегодня, видимо, нельзя дать полного ответа на этот вопрос, хотя и существуют модели/13/, где показано, что амплитуды каналов распада с прямой эмиссией γ -кванта не должны преобладать. Как пример можно привести простое рассуждение, показывающее, что, в принципе, есть возможность найти определенные факторы подавления прямых переходов. Оставляя в стороне кинематическую область, соответствующую малым энергиям фотонов, где преобладает внутреннее тормозное излучение (инфракрасное расхождение), обратимся к случаю, когда испускаемый фотон имеет большую энергию. Для этой области амплитуда тормозного

излучения резко уменьшается из-за того, что фазовый объем для двух пионов обратно пропорционален квадрату энергии фотона, и, во-вторых, вероятность излучения падает с уменьшением энергии заряженного пиона. Эти рассуждения применимы и для прямых переходов, так что оба канала распада в этом смысле равноправны. Но в последнем случае появляется дополнительное подавление, отсутствующее для канала с внутренним тормозным излучением. Оно состоит в том, что разрешенные прямые переходы приводят к промежуточному состоянию с орбитальным моментом $J > 0$ (00 - переходы запрещены). Для всех же таких состояний величина центробежного барьера для эмиссии двух пионов больше, чем для начального состояния с $J = 0$. На примере этого рассуждения можно видеть, что несмотря на то, что запрет, связанный с правилом $|\Delta I| = 1/2$, не распространяется на переходы с прямой эмиссией γ -кванта, можно найти возможность подавления этих каналов.

Похожая ситуация имеет место и для распадов $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu$ и $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \gamma$. Нерadiационный переход $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu$, как уже было сказано, подавлен из-за спиральности нейтрино и характеризуется малой относительной частотой (10^{-5}). Если сравнивать его с распадом $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu$, где подавление из-за спиральности практически отсутствует, то количественно запрет выглядит много сильнее, чем подавление вероятности распада $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi$ по сравнению с $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ из-за правила $|\Delta I| = 1/2$. Для возможного канала распада с прямой эмиссией фотона в связи с появлением третьей частицы запрет снимается, и мы вправе ожидать, что частота канала $e^{\pm} \nu \gamma$ может быть даже больше, чем для распада без γ -кванта, если, разумеется, отсутствует какое-либо специальное подавление прямых переходов вообще.

Отметим еще одну характерную особенность распада $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \gamma$ по сравнению с другими слабо-электромагнитными процессами. Здесь в конечном состоянии отсутствуют сильновзаимодействующие частицы, и энергетические и угловые корреляции между продуктами распада зависят от свойств только одного адрона K - мезона, что позволяет, в принципе, получать сведения о последнем в наиболее чистом виде. В распаде $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu \gamma$ тоже нет в конечном состоянии сильновзаимодействующих частиц, но зато

присутствует ничем не подавленное внутреннее тормозное излучение, являющееся нежелательным фоном при поиске прямых переходов.

Несмотря на несомненные преимущества распада $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \gamma$ для исследования прямой эмиссии фотона, в настоящее время эксперименты такого рода находятся на пределе наших возможностей. Здесь необходимо одновременно и с достаточно высокой степенью точности измерять энергии электрона и фотона для того, чтобы можно было отделить фоновый процесс $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \pi^0$, когда один из γ -квантов от распада π^0 -мезона не регистрируется прибором.

Выше говорилось, что по сравнению с реакциями $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$ и $K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \gamma$ другие слабо-электромагнитные переходы не имеют видимых специфических особенностей. В распадах $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu \gamma$, $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^+ \pi^- \gamma$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ канал с внутренним тормозным излучением ничем не подавлен и должен, по-видимому, преобладать. Несколько особняком стоит процесс $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Как уже отмечалось выше, поскольку K_L^0 -состояние является приближенно собственным состоянием CP -преобразования, мультиполь излучения низшего порядка, который будет давать вклад в амплитуду распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, будет $M1$. Для внутреннего тормозного излучения в этом распаде положение похоже на случай с переходом $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$, только здесь запрет на первую ступень распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ более сильный — CP — инвариантность.

Другой возможный канал распада нейтральных K -мезонов — это $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$. Два нейтральных π^0 -мезона (идентичные Бозе-частицы) не могут находиться в состоянии с изотопическим спином $I = 1$; $I = 0$ не может быть, так как γ -квант уносит орбитальный момент $\ell \neq 0$. Остается состояние с $I = 2$, что требует и $\ell = 2$, то есть для прямой эмиссии γ -кванта возможен только канал с излучением квадруполью; интенсивность же квадрупольных переходов, при прочих равных условиях, много меньше, чем дипольных.

Итак, видно, что различные слабо-электромагнитные распады достаточно сильно отличаются друг от друга, и при их комплексном исследовании можно изучить все механизмы возникновения фотона в практически чистом виде:

- 1) внутреннее тормозное излучение $-K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi \pi \gamma$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$;
- 2) прямые магнитные переходы $M1 - K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$;
- 3) прямые электрические переходы $E1 - K_L^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$
(при малых энергиях π^+ - мезонов см. ниже);
- 4) прямые квадрупольные переходы $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$;
- 5) прямые переходы без мешающего влияния сильновзаимодействующих частиц $-K^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \gamma$, $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu \gamma$.

Конечно, полностью исключить фон от канала с внутренним тормозным излучением особенно при поиске $E1$ - переходов нельзя; в связи с этим естественно задать вопрос, можно ли выделить прямые переходы, если их амплитуды меньше или только сравнимы по величине с амплитудой тормозного излучения? Такие возможности исследовались в работе/15/, где проводился анализ угловых и энергетических корреляций между продуктами распада для процессов $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \gamma$ и $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu \gamma$, и в работе/16/, в которой обсуждалась возможность поляризационных измерений в распаде $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu \gamma \rightarrow \mu^{\pm} e^+ e^-$. Выводы, полученные из этих исследований, говорят о том, что эффекты от прямых переходов при определенном выборе кинематических областей могут быть заметны даже при A (прямая эмиссия) $\approx 0,5 A$ (тормозное излучение).

Сравним теперь эти выводы с результатами, полученными при экспериментальном исследовании слабо-электромагнитных распадов. Надо сказать, что процессы данного типа, пожалуй, наименее исследованы в настоящее время по сравнению с другими распадами K -мезонов. Если не принимать во внимание нескольких работ поискового характера с одним - двумя обнаруженными событиями, то вся имеющаяся статистика составляет ≈ 100 случаев (примерно 70 распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ при $I_{\pi^+} > 55$ Мэв, ≈ 30 распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и 15 событий $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma$), причем распады с лептонами вообще не искались.

Несмотря на бедность статистического материала исследовались все возможные механизмы возникновения фотона, кроме квадрупольных переходов $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$.

Наиболее полно изучен /17/ распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ в области больших энергий π^+ - мезона, $T_{\pi^+} > 55$ Мэв. Выбор этой кинематической области не случаен. Дело в том, что основная трудность при иденти-

кации этого процесса заключается в отделении фона, возникающего от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, когда один из γ -квантов от распада π^0 -мезона не регистрируется детектором.

Сложность разделения таких конфигураций велика, поэтому анализ, как правило, проводится в кинематической области, не включающей π^+ -распад, то есть при $T_{\pi^+} > 55$ Мэв. Но в области больших энергий π^+ -мезона (малых энергий γ -кванта) доминирует внутреннее тормозное излучение, а амплитуда предполагаемого процесса с прямой эмиссией γ -кванта достаточно быстро уменьшается, что, естественно, затрудняет поиск последней. Для $T_{\pi^+} > 55$ Мэв частота распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ получена равной/17/

$$\Gamma_{\pi^+ \pi^0 \gamma} = (1,80 \pm 0,60) 10^4 / \text{сек},$$

что хорошо согласуется с расчётной величиной/18/ для чистого внутреннего тормозного излучения ($\approx 10^4 / \text{сек}$). В этом же эксперименте предпринималась попытка/3/ оценить вклад в амплитуду распада от каналов с прямой эмиссией γ -кванта. Анализ энергетического спектра π^+ -мезонов, являющегося функцией величин $\beta = A(M1) / A$ (торм. изл.) и $\gamma = A(E1) / A$ (торм. изл.), показал, что вклад в амплитуду от магнитного перехода не очевиден, $\beta \approx 0$ для всех величин γ и ϕ . В предположении $\beta = 0$ получается $|\gamma| = 0,60^{+0,40}_{-0,15}$, что не противоречит некоторым модельным представлениям/22/, но все-таки статистика недостаточна для окончательного подтверждения существования прямых E1-переходов.

Распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ исследовался в полной кинематической области. Оценка возможной примеси к внутреннему тормозному излучению от прямого электрического перехода привела к верхнему пределу отношения частот распада по этим каналам/19/

$$|A(E1)|^2 / |A(\text{торм. изл.})|^2 \leq 0,12$$

с доверительным уровнем 60%. Однако в этом эксперименте не учитывалась при анализе возможная интерференция между амплитудами E1-перехода и внутреннего тормозного излучения, которая, например, в случае

деструктивного характера может привести к исчезновению эффектов от прямых переходов в корреляциях между вторичными частицами.

Предпринимались попытки поиска $M1$ - переходов, разрешенных в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. В двух экспериментах/19,20/ не было обнаружено заметного отличия от фона, имитирующего этот распад, что привело к верхнему пределу относительной частоты

$$\Gamma (K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) / \Gamma (K_L^0 \rightarrow \dots) \leq 4,2 \cdot 10^{-4}.$$

Наконец, в последнее время искались /21/ прямые переходы в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ в области малых энергий π^+ - мезона, $\Gamma_{\pi^+} < 55$ Мэв, где амплитуда канала с прямой эмиссией γ -кванта должна достигать своего максимума и проявляться в наиболее чистом виде (амплитуда тормозного излучения резко уменьшается в этом интервале энергий π^+). Проведенный анализ показал, что и в этой наиболее благоприятной для исследования кинематической области амплитуда прямых переходов, по крайней мере, не больше амплитуды внутреннего тормозного излучения.

Какой можно сделать вывод из имеющихся экспериментальных данных? По-видимому, закончился первый этап в исследовании слабо-электромагнитных распадов, в результате которого установлено отсутствие во всяком случае аномально больших амплитуд прямых переходов A (прямая эмиссия) $\gg A$ (торм. изл.).

С другой стороны, пока еще нельзя утверждать, что амплитуды распадов, идущих через канал с прямой эмиссией γ -кванта, не могут быть сравнимы по величине с амплитудой внутреннего тормозного излучения. Последний вывод очень важен, поскольку при

$$A \text{ (прямая эмиссия)} \ll A \text{ (торм. изл.)}$$

слабо-электромагнитные распады становятся практически непригодными для различного рода поисков нарушения T - или CP -инвариантности. Необходимо отметить, что пока в экспериментальном изучении данных распадов имеется существенный пробел - не исследовались процессы с лептонами $K \rightarrow \ell \nu \gamma$; и хотя трудно, видимо, надеяться на какие-либо неожиданные особенности в свойствах этих распадов, все же их анализ помог бы подвести черту в начальной стадии поиска прямых переходов.

В заключение мне бы хотелось поблагодарить М.И.Подгорецкого за обсуждение этой работы и сделанные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. K.M.Watson. *Phys. Rev.* 95, 228 (1954).
2. H. Chew. *Nuovo Cim.* 26, 1109 (1962).
3. D.Cline. *Phys. Rev. Lett.* 16, 367 (1966).
4. J.D.Good. *Phys. Rev.* 113, 352 (1959).
5. N.Christ. *Phys. Rev.* 159, 1292 (1967).
6. S.W.Dowell. *Phys. Rev. Lett.* 17, 1116 (1967).
7. J.L.Gervais, J.Iliopolous, J.M.Kaplan. *Phys.Lett.* 20, 432(1966).
8. G.Lusers, B.Zumino. *Phys. Rev.* 106, 385 (1967).
9. S.Okubo. *Phys. Rev.* 109, 984 (1958).
10. T.D.Lee, C.S.Wu. *Ann.Rev.Nucl.Sci.* 16, 471 (1966).
11. S.Burshay. *Phys. Rev. Lett.* 18, 515 (1967).
12. G.Costa, P.K.Kabir. *Phys.Rev.Lett.* 18, 429 (1967).
13. S.V.Papper, Y.Ueda. *Nuovo Cim.* 33, 1614 (1964).
14. K.Tanaka. *Pgys.Rev.* 136, 1813B (1964).
15. В.С.Ваняшин, Э.И.Мальцев, Г.Д.Пестова и др. Препринт ОИЯИ P1-3594, Дубна 1967.
16. W.T.Chu, T.Ebata, D.M.Scott. *Phys.Rev.Lett.* 19, 719 (1967).
17. D.Cline, W.Fry. *Phys.Rev.Lett.* 23, 101 (1964).
18. J.Knipp, G.E.Unlenbeck. *Physica* 3, 425 (1936).
19. E.Bellotti, A.Pullia, M.Baldo-Ceolin et al. *Nuovo Cim.* 45A, 737 (1966).
20. R.C.Thatcher, A.Abashian, R.J.Abrams et al. *Phys. Rev.* 174, 1674 (1968).
21. Э.И.Мальцев, Г.Д.Пестова, З.В.Солодовникова и др. Препринт ОИЯИ 1-4426, Дубна 1969.
22. S.Oneda, Y.S.Kim, D.Korff. *Phys.Rev.* 136, 1064B (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

25 июня 1969 года.