

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-106

А.А.Бельков,<sup>1</sup> В.Н.Первушин, Н.А.Сариков<sup>2</sup>

О СТРУКТУРНОМ ИЗЛУЧЕНИИ  
В РАСПАДАХ  $K \rightarrow 2\pi\gamma$

---

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий, Серпухов

<sup>2</sup> Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

В радиационные распады заряженных и нейтральных каонов  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  могут давать вклад два различных механизма: тормозное излучение заряженных мезонов в обычном распаде  $K \rightarrow 2\pi$  и так называемое структурное излучение /прямой переход  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  /, не связанное с тормозными процессами. Прямой переход  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  представляет собой особый тип распадов, в котором проявляется внутренняя структура псевдоскалярных мезонов. Структурное излучение связано с существованием в теории фундаментальных спинорных полей и обусловлено диаграммами с испусканием фотона из фермионной петли.

Особое место среди диаграмм с фермионными петлями занимают диаграммы с электромагнитными и сильными вершинами, содержащие нечетное число аксиально-векторных связей. Такие диаграммы, называемые киральными аномалиями, могут существовать лишь в низших порядках теории возмущения в силу особых свойств сходимости<sup>1</sup>. Аномальные диаграммы играют важную роль в низкоэнергетической мезонной физике<sup>2-8</sup>. Во многих случаях они почти полностью определяют амплитуды мезонных процессов.

В настоящей работе в однопетлевом приближении киральной теории вычислены амплитуды структурного излучения в радиационных распадах  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$  и  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ . Показано, что структурное излучение в этих распадах полностью обусловлено киральными аномалиями, вклад которых соответствует магнитным дипольным переходам. Электрические дипольные переходы отсутствуют. Это делает невозможным поиск CP-нарушения в распадах  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$ <sup>9-12</sup>, поскольку связанная с ним зарядовая асимметрия может проявляться только за счет интерференции между амплитудами тормозного и прямого электрического дипольного переходов.

## 1. ЛАГРАНЖИАНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для вычисления амплитуд структурного излучения в радиационных распадах  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  достаточно использовать низшие порядки разложения нелинейного кирального лагранжиана по степеням константы  $1/F_\pi$ <sup>13</sup> /  $F_\pi = 94$  МэВ - константа распада  $\pi \rightarrow \mu\nu$  / . Выпишем все лагранжианы, необходимые для вычисления амплитуд распадов  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  в киральной теории.

Сильное взаимодействие мезонов с барионами в киральной  $SU(3) \times SU(3)$  -теории описывается лагранжианами<sup>14</sup>

$$\mathcal{L}_s^{(1)} = 2ig \tau_{ijk} \phi_k (\bar{\psi}_i \gamma_5 \psi_j),$$

/1a/

ИНСТИТУТ  
 ФИЗИКИ  
 АКАДЕМИИ НАУК  
 ССРСР

$$\mathcal{L}_s^{(2)} = 2 \frac{g^2}{M^2} \tau_{jkm} \tau_{lim} \phi_\ell \phi_k (\bar{\psi}_i \psi_j), \quad /16/$$

$$\mathcal{L}_s^{(3)} = \frac{i}{2F_\pi^2} \{ f_{ijm} f_{klm} (g_A^2 - 1) + g_A^2 [ \frac{2}{3} a^2 (\delta_{il} \delta'_{jk} - \delta_{ik} \delta'_{jl}) + 2a(a-1) f_{klm} (f_{ijm} - id_{ijm}) ] \} \phi_\ell \partial_\mu \phi_k (\bar{\psi}_i \gamma_\mu \psi_j). \quad /1в/$$

Здесь  $\phi_i, \psi_k$  - соответственно поля октетов псевдоскалярных мезонов и барионов /i, k = 1, ..., 8/;  $\tau_{ikl} = ad_{ikl} - i(1-a)f_{ikl}$ ;  $a = 2/3$  - параметр смешивания F- и D-связей;  $g = g_A M / F_\pi$ ; M - средняя масса барионного октета.

Слабые взаимодействия мезонов и барионов с изменением странности  $|\Delta S| = 1$ , соответствующие правилам  $|\Delta T| = 1/2$  и  $|\Delta T| = 3/2$ , описываются лагранжианами /15, 16/

$$\mathcal{L}_w^{|\Delta T|=1/2} = \sqrt{2} G d_{6kl} J_\mu^k J_\mu^l = \quad /2а/$$

$$= \frac{G}{\sqrt{2}} [(J_\mu^1 - iJ_\mu^2)(J_\mu^4 + iJ_\mu^5) - (J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}J_\mu^8)(J_\mu^6 + iJ_\mu^7) + \text{э.с.}], \quad /2б/$$

$$\mathcal{L}_w^{|\Delta T|=3/2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \tilde{\xi} [(J_\mu^1 - iJ_\mu^2)(J_\mu^4 + iJ_\mu^5) + \text{э.с.}].$$

Здесь параметр  $\tilde{\xi} = \cos \theta_c \sin \theta_c - 2 \sin^2 \theta_c = 0,113$  характеризует степень нарушения правила  $|\Delta T| = 1/2$  /экспериментальное значение  $\tilde{\xi} = 0,111 \pm 0,007$  /17/. Мезонные и барионные слабые (V-A) токи имеют вид

$$(J_\mu^i)^{\text{мез.}} = f_{iab} \phi_a \partial_\mu \phi_b - F_\pi \partial_\mu \phi_i + O(\phi^3), \quad /3/$$

$$(J_\mu^i)^{\text{бар.}} = -i \bar{\psi}_k \gamma_\mu (f_{ikl} + i g_A \gamma_5 \tau_{ikl}) \psi_l.$$

Используя лагранжианы /2а, б/ и токи /3/, можно удовлетворительно описать все нелептонные распады каонов.

Взаимодействие мезонов с электромагнитным полем  $A_\mu(x)$  вводится градиентно-инвариантным способом:

$$\partial_\mu \chi^\pm \rightarrow (\partial_\mu \pm ieA_\mu) \chi^\pm, \quad /4/$$

где  $\chi^\pm = (\pi^\pm, K^\pm)$  - поля заряженных мезонов. Аналогично вводится и электромагнитное взаимодействие барионов:

$$\mathcal{L}^{(\text{бар.})} = ie A_\mu (f_{3kl} + \frac{1}{\sqrt{3}} f_{8kl}) (\bar{\psi}_k \gamma_\mu \psi_l).$$

## 2. РАСПАД $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$

В процесс  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  дают вклад два механизма: тормозное излучение  $K^+$ - и  $\pi^+$ -мезонов в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  и структурное излучение, не связанное с тормозными процессами. Распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  подавлен правилом отбора  $|\Delta T| = 1/2$ . Он может идти только за счет правила отбора  $|\Delta T| = 3/2$ . Это приводит к сильному подавлению тормозного излучения в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ , амплитуда которого имеет вид

$$T_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma}^{\text{торм.}} = -e \epsilon_\mu T_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0}^{(|\Delta T|=3/2)} \left( \frac{p_+ \mu}{q \cdot p_+} - \frac{k \mu}{q \cdot k} \right). \quad /5/$$

Здесь  $\epsilon_\mu$  - вектор поляризации фотона; k, p<sub>+</sub>, q - 4-импульсы каона,  $\pi^+$ -мезона и  $\gamma$ -кванта;  $T_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0}^{(|\Delta T|=3/2)}$  - амплитуда распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ .

В борновском приближении распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  описывается частью лагранжиана /2б/

$$\mathcal{L}_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0}^{(|\Delta T|=3/2)} = i \frac{G}{\sqrt{2}} F_\pi \tilde{\xi} (\partial_\mu K^- \partial_\mu \pi^+ \pi^0 - 2 \partial_\mu K^- \pi^+ \partial_\mu \pi^0 + K^- \partial_\mu \pi^0 \partial_\mu \pi^+). \quad /6/$$

Соответствующая амплитуда имеет вид

$$T_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0}^{(|\Delta T|=3/2)} = \frac{G}{\sqrt{2}} F_\pi \tilde{\xi} (m_K^2 - m_\pi^2).$$

Тормозное излучение в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  описывается в борновском приближении диаграммами рис.1а. Лагранжиан, отвечающий первой древесной диаграмме рис.1а, получается из /6/ с помощью градиентно-инвариантной замены /4/:

$$\mathcal{L}_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma}^{(|\Delta T|=3/2)} = - \frac{G}{\sqrt{2}} F_\pi \tilde{\xi} e A_\mu (3K^- \pi^+ \partial_\mu \pi^0 - K^- \partial_\mu \pi^+ \pi^0 + \partial_\mu K^- \pi^+ \pi^0).$$

Сумма всех диаграмм рис.1а приводит к калибровочно-инвариантному выражению /5/ для амплитуды тормозного излучения. Парциальная вероятность тормозного излучения, вычисленная в борновском приближении,  $V^{\text{торм.}}(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma) = 2,72 \times 10^{-4}$ , хорошо согласуется с экспериментальным значением /11/  $V^{\text{торм.}} = 2,55 \pm 0,17 \times 10^{-4}$ .

В однопетлевом приближении в тормозное излучение дают вклад мезонные петли рис.1б. Поскольку нас интересует в первую очередь структурное излучение, мы не будем заниматься их вычислением. Заметим только, что вклад диаграмм рис.1б отвечает учету  $\pi\pi$ -взаимодействия в конечном состоянии. Барионные петли вклада в тормозное излучение не дают.

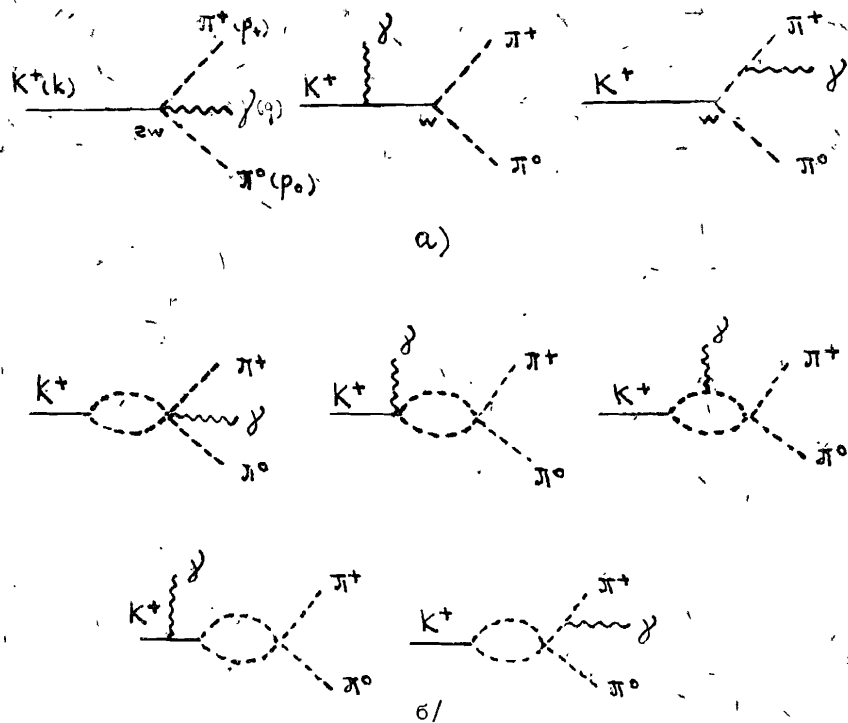


Рис.1. Диаграммы, описывающие тормозное излучение в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ .

Амплитуду структурного излучения в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  можно представить в виде суммы амплитуд прямых магнитного (M1) и электрического (E1) дипольных переходов [18]:

$$T_{\text{структ.}} = T_{M1} + T_{E1}.$$

$$T_{M1} = e \epsilon_{\mu} h_{M1} i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_{\nu} p_{+a} q_{\beta}, \quad T_{E1} = -e \epsilon_{\mu} h_{E1} [(q \cdot k) p_{+\mu} - (q \cdot p_{+}) k_{\mu}],$$

где  $h_{M1}$ ,  $h_{E1}$  - соответствующие формфакторы. В отличие от тормозного излучения, в амплитуду структурного излучения дают вклад как переходы с  $|\Delta T| = 3/2$ , так и переходы с  $|\Delta T| = 1/2$ .

Амплитуда магнитного дипольного перехода полностью обусловлена полюсными диаграммами рис.2а с киральными аномалиями  $\gamma \rightarrow 3\pi$  и  $\gamma \rightarrow 2K\pi$ . Слабый переход описывается частью лагранжианов [2]. Амплитуда магнитного дипольного перехода, соответствующая диаграммам рис.2а, имеет вид

$$T_{M1} = -ie \epsilon_{\mu} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_{\nu} p_{+a} q_{\beta} (\sqrt{2} GF_{\pi}^2 (1 + \tilde{\xi})) \left( \frac{m_K^2}{m_K^2 - m_{\pi}^2} h_{\gamma \rightarrow 3\pi} + \frac{m_{\pi}^2}{m_{\pi}^2 - m_K^2} h_{\gamma \rightarrow 2K\pi} \right).$$

Основной вклад в амплитуду  $T_{M1}$  дает аномалия  $\gamma \rightarrow 3\pi$ , в то время как вклад аномалии  $\gamma \rightarrow 2K\pi$  подавлен фактором  $m_{\pi}^2/m_K^2 = 0,08$ .

Аномальный переход  $\gamma \rightarrow 3\pi$  описывается диаграммами с барионными петлями /рис.2б, в/. Определяющий вклад в аномалию  $\gamma \rightarrow 3\pi$  дают четырехугольные диаграммы рис.2б с сильными вершинами, соответствующими лагранжиану /1а/. Вклад треугольных диаграмм рис.2в с вершинами /1а/, /1в/ пропорционален  $(g_A^2 - 1)$  и им можно пренебречь. Треугольные диаграммы с одной из вершин типа /1б/ равны нулю.

Ограничиваясь четырехугольной аномалией  $\gamma \rightarrow 3\pi$  /рис.2б/, получим для формфактора магнитного дипольного перехода выражение

$$h_{M1}(s_{+\gamma}, s_{0\gamma}, s_{0+}) = \sqrt{2} GF_{\pi}^2 (1 + \tilde{\xi}) (2g)^3 \frac{m_K^2}{m_K^2 - m_{\pi}^2} C^{SU(3)} \frac{M}{16\pi^2} \times \\ \times [I(m_K^2, s_{+\gamma}; s_{0\gamma}, s_{0+}) + I(m_K^2, s_{0\gamma}; s_{0+}, s_{+\gamma}) + I(m_K^2, s_{0+}; s_{0\gamma}, s_{+\gamma})],$$

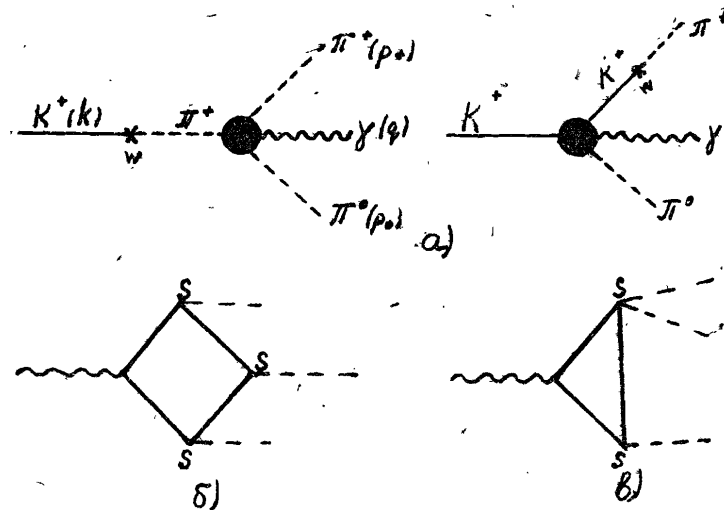


Рис.2. Вклад киральных аномалий в структурное излучение в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  /магнитный дипольный переход M1/. Заштрихованному блоку на диаграмме а/ отвечает сумма аномальных диаграмм б/, в/: Сплошные жирные линии соответствуют барионам.

диаграммам рис.2а, имеет вид

где  $C^{SU(3)} = 1 + (2a - 1)^3 \approx 1,03$  - SU(3) -фактор;  $s_{0\gamma} = (p_0 + q)^2$ ;  
 $s_{+\gamma} = (p_+ + q)^2$ ,  $s_{0+} = (p_0 + p_+)^2$ ;

$$I(s, s_{13}, s_{12}, s_{23}) = \frac{d^4\kappa / i\pi^2}{(\kappa^2 - M^2)[(\kappa - p_1)^2 - M^2][(\kappa - p_1 - p_2)^2 - M^2][(\kappa - p_1 - p_2 - p_3)^2 - M^2]} =$$

$$= -\frac{1}{s_{13}M^2} \int_0^1 \frac{du}{1 + \frac{s_{12}s_{23}}{s_{13}M^2}u(1-u)} \ln \left[ \frac{1 - \frac{s}{M^2}u(1-u)}{(1 - \frac{s_{12}}{M^2}u(1-u))(1 - \frac{s_{23}}{M^2}u(1-u))} \right],$$

$$s = (p_1 + p_2 + p_3)^2, \quad s_{12} = (p_1 + p_2)^2, \quad s_{23} = (p_2 + p_3)^2, \quad s_{13} = (p_1 + p_3)^2.$$

В нерелятивистском пределе ( $s, |s_{12}|, |s_{23}|, |s_{13}| \ll M^2$ )  $I(0) = -1/GM^4$

$$h_{M1}(0) = -1,03 \frac{\sqrt{2}G(1+\xi)g_A^3}{4\pi^2 F_\pi} \frac{m_K^2}{m_K^2 - m_\pi^2} \quad (7)$$

В амплитуду электрического дипольного перехода  $T_{E1}$  могут давать вклад только барионные петли с одной слабой мезон-барионной вершиной. Все возможные диаграммы подобного типа изображены на рис.3. Общим свойством киральной теории в однопетлевом приближении является то, что при суммировании барионных петель все расходимости и константные члены взаимно компенсируются. Оставшиеся интегралы, определяющие степени разложения амплитуды по инвариантным переменным  $s_i/M^2$  ( $s_i = s_{+\gamma}, s_{0\gamma}, s_{0+}$ ), уже конечны и могут быть вычислены обычными способами. Прямые вычисления показали, что при суммировании треугольных и четырехугольных диаграмм рис.3 происходит компенсация не только расходимостей и константных членов, но и первых членов разложения амплитуды по переменным  $s_i/M^2$ . Амплитуда электрического дипольного перехода в этом приближении равна нулю. Диаграммы с барионными петлями, содержащие слабо-электромагнитные вершины, которые могут быть получены с помощью градиентно-инвариантной замены [4], вклада в распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  также не дают.

Таким образом, структурное излучение в радиационном распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  полностью обусловлено магнитным дипольным переходом  $M1$ , определяющий вклад в который дает киральная аномалия  $\gamma \rightarrow 3\pi$ . Киральная теория дает следующую оценку для парциальной вероятности структурного излучения:  $V_{(M1)}^{СТРУКТ.}(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma) = 1,38 \times 10^{-5}$ . В расчете учтено кинематическое обрезание  $55 \text{ МэВ} \leq T_+ \leq 90 \text{ МэВ}$ , используемое при анализе экспериментальных данных;  $T_+$  - кинетическая энергия заряженного пиона в системе покоя каона. Эта величина прекрасно согласуется с экспериментальным значением  $V_{(M1)}^{СТРУКТ.} = 1,56 \pm 0,35 \times 10^{-5}$  /систематическая ошибка равна  $\pm 0,5 \times 10^{-5}$  /. Полученные результаты объясняют также наблюдающееся в эксперименте [11] отсутствие интерференции между тормоз-

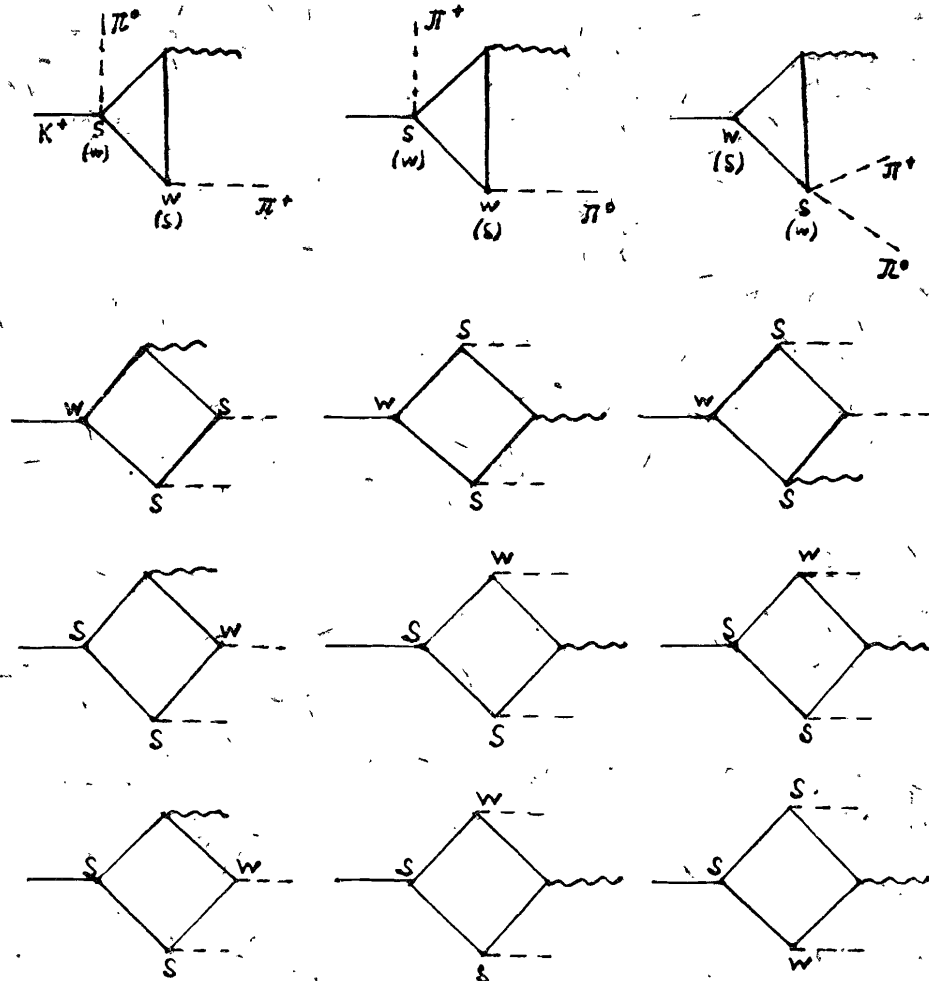


Рис.3. Диаграммы, описывающие электрический дипольный переход  $E1$  в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ .

ным и структурным излучением /амплитуда  $T_{M1}$  не интерферирует с амплитудой тормозного излучения/.

### 3. РАСПАД $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

В распад  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  также дают вклады тормозное и структурное излучение. Распад  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  идет только за счет CP-нарушения, и поэтому вклад тормозного излучения в радиационный распад  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  сильно подавлен: парциальная вероятность тормозного из-

лучения  $V_{\text{форм.}}(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = 1,56 \pm 0,16 \times 10^{-5/19/}$ , в то время как  $V(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = 2,8 \pm 0,6 \times 10^{-3/20/}$ .

Структурное излучение в распаде  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  полностью обусловлено киральными аномалиями  $\gamma \rightarrow 3\pi$  и  $\gamma \rightarrow 2\pi\eta$  /рис.4а/. Слабые переходы  $K_L^0 \rightarrow \pi^0, \eta$  описываются частью лагранжиана /2а/

$$\mathcal{L}_w^{(\Delta T=1/2)} = -\sqrt{2} G F_\pi^2 \partial_\mu K_L^0 \partial_\mu (\pi^0 + \frac{\eta}{\sqrt{3}}).$$

В амплитуду процесса  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  дают вклады как четырехугольные диаграммы типа рис.2б с сильными вершинами /1а/, так и треугольные диаграммы типа рис.2в с вершинами /1а/ и /1в/. Амплитуда распада  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  была вычислена в работе /21/. Как и в случае аномалии  $\gamma \rightarrow 3\pi$ , определяющий вклад в этот процесс дают четырехугольные барионные петли.

Ограничиваясь только вкладами четырехугольных петель, получим для амплитуды структурного излучения в распаде  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  выражение

$$T_{K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma}^{\text{структ.}} = e \epsilon_\mu \tilde{h}_{M1} i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (p_+)_\nu (p_-)_\alpha q_\beta,$$

$$\tilde{h}_{M1}(s_{+\gamma}, s_{-\gamma}, s_{+-}) = \sqrt{2} G F_\pi^2 (2g)^3 C_{SU(3)} m_{K_L^0}^2 \left( \frac{1}{m_{K_L^0}^2 - m_{\pi^0}^2} + \frac{1}{3} \frac{1}{m_{K_L^0}^2 - m_\eta^2} \right) \times$$

$$\times \frac{M}{16\pi^2} [I(m_{K_L^0}^2, s_{+\gamma}; s_{-\gamma}, s_{0-}) + I(m_{K_L^0}^2, s_{-\gamma}; s_{-+}, s_{+\gamma}) + I(m_{K_L^0}^2, s_{-+}; s_{-\gamma}, s_{+\gamma})],$$

где  $p_+, p_-, q$  - 4-импульсы  $\pi^+, \pi^-$ -мезонов и  $\gamma$ -квантов соответственно;  $s_{+-} = (p_+ + p_-)^2$ ,  $s_{-\gamma} = (p_- + q)^2$ ,  $s_{+\gamma} = (p_+ + q)^2$ . В нерелятивистском пределе  $s, |s_{+-}|, |s_{-\gamma}|, |s_{+\gamma}| \ll M^2$

$$\tilde{h}_{M1} = -1,03 \frac{\sqrt{2} G g_A^3}{4\pi^2 F_\pi} m_{K^0}^2 \left( \frac{1}{m_{K^0}^2 - m_{\pi^0}^2} + \frac{1}{3} \frac{1}{m_{K^0}^2 - m_\eta^2} \right). \quad \text{У8/}$$

Численная оценка парциальной вероятности структурного излучения в распаде  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$   $V^{\text{структ.}} = 2,2 \times 10^{-5}$  хорошо согласуется с экспериментальным значением  $V^{\text{структ.}}(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = (2,89 \pm 0,28) \times 10^{-5/19/}$ .

Киральные аномалии не дают вклада в распад  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , и последний целиком определяется тормозным излучением заряженных пионов в распаде  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

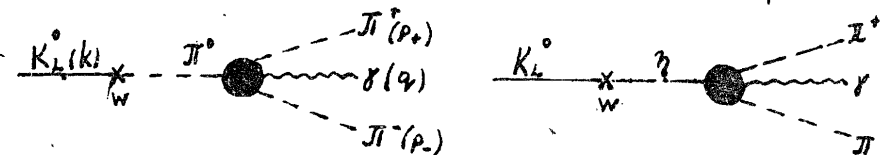


Рис.4. Вклад киральных аномалий в структурное излучение в распаде  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, как показано в настоящей работе, киральные аномалии играют важную роль в радиационных распадах заряженных и нейтральных каонов  $K \rightarrow 2\pi\gamma$ . Они полностью определяют амплитуды структурного излучения в этих процессах. В частности, изменения вероятности прямого перехода  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  дают непосредственную информацию о формфакторе киральной аномалии  $\gamma \rightarrow 3\pi$ .

Вклад киральных аномалий в структурное излучение в распадах  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  соответствует магнитному дипольному переходу M1, амплитуда которого не интерферирует с амплитудой тормозного излучения. Интерферировать с тормозной амплитудой может только амплитуда электрического дипольного перехода E1. Отсутствие электрических дипольных переходов в распадах  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  делает невозможным поиск CP-нарушения в распадах  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  /9-12/, поскольку возникающая из-за CP-нарушения разность фаз между тормозной ( $|\Delta T|=1/2$ ) и структурной ( $|\Delta T|=3/2$ ) амплитудами может проявляться в зарядовой асимметрии этих распадов только за счет интерференционных эффектов.

Заметим также, что киральные аномалии, возникающие в расчетах с обычными киральными лагранжианами и токами лишь при учете фермионных петель, могут быть воспроизведены в борновском приближении с помощью аномальных токов, полученных в топологическом подходе Виттена /22/. Результаты /7-8/ уже обсуждались нами в таком подходе в работе /23/.

Авторы благодарят Б.А.Арбузова и А.А.Лебедева за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

- Adler S.L., Bardeen W.A. Phys.Rev., 1969, 182, p.1517.
- Adler S.L. Phys.Rev., 1969, 177, p.2426.
- Bell J.S., Jackiw R. Nuovo Cim., 1969, A60, p.47.
- Adler S.L. et al. Phys.Rev., 1971, D4, p.3497.
- Terent'ev M.V. Phys.Lett., 1972, B38, p.419.
- Aviv R., Zee A. Phys.Rev., 1972, D5, p.2372.
- Терентьев М.В. УФН, 1974, 112, с.74.
- Волков М.К. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.693.
- Costa G., Kabir P.K. Phys.Lett., 1967, 18, p.429.
- Barshay S. Phys.Rev.Lett., 1967, 18, p.515.
- Abrams R.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, p.1118.
- Smith K.M. et al. Nucl.Phys., 1976, B109, p.173.
- Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. Атомиздат, М., 1978.
- Ecker G., Honerkamp J. Nucl.Phys., 1973, B52, p.211.

15. Sakurai J. Phys.Rev., 1967, 156, p.1508.
16. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н. ЯФ, 1979, 29, с.475.
17. Бунятов С.А. и др. ЯФ, 1975, 21, с.1055.
18. Good J.D. Phys.Rev., 1959, 113, p.352.
19. Carrol A.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.529.
20. Burgin G. et al. Phys.Lett., 1973, B46, p.481.
21. Волков М.К. ЯФ, 1978, 27, с.758.
22. Witten E. Nucl.Phys., 1983, B223, p.422.
23. Бельков А.А., Сариков Н.А. Препринт ИФВЭ 84-129, Серпухов, 1984.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

*1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649,  
Дубна, 1984.*

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

*Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.*

*Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.*

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 февраля 1985 года.