сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-107

А.А.Бельков[1], Ю.Л.Калиновский[2], В.Н.Первушин

ОПИСАНИЕ РАСПАДА $K^+ \longrightarrow \pi^+ e^+ e^-$ В КВАНТОВОЙ КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

[1] Институт физики высоких энергий, Серпухов
[2] Гомельский политехнический институт

1985

В последнее время резко усилился интерес к киральной теории в том ее варианте, который получил название метода киральных феноменологических лагранжианов. Появился ряд довольно убедительных аргументов в пользу этого подхода [1], в том числе основанных на топологической структуре киральных феноменологических лагранжианов [2], свидетельствующих, что эти лагранжианы являются низкоэнергетическим пределом КХД.

Метод киральных феноменологических лагранжианов позволяет компактно аккумулировать экспериментальные чисто алгебраические соотношения, типа правил отбора, в довольно простые и геометрически элегантные лагранжианы, физическое содержание которых довольно удивительно. Они позволяют практически без феноменологических параметров описывать широкий круг экспериментальных данных [3]. Одним из наиболее характерных примеров киральных феноменологических лагранжианов являются лагранжианы слабых нелептонных распадов с изменением странности $|\Delta S| = 1$, соответствующих правилам $|\Delta T| = 1/2$ и $|\Delta T| = 3/2$ [4,5]. Эти лагранжианы содержат одну универсальную константу Ферми и в хорошем согласии с экспериментом описывают нелептонные распады мезонов [5] и барионов [6], указывая тем самым, что существует плодотворная "алгебраическая" альтернатива механизму "динамического" октетного усиления [7].

В настоящей работе на основе киральных феноменологических лагранжианов слабых нелептонных распадов [4,5] рассмотрен распад $K^+ \to \pi^+ e^+ e^-$, описанию которого посвящена общирная теоретическая литература /см. работу [8] и ссылки в ней/. Показано, что вероятность распада $K^+ \to \pi^+ e^+ e^-$ определяет одну из фундаментальных величин киральной теории - параметр наклона формфактора слабого распада мезонов $(K^+ \to \bar{\mu}\nu,\ \pi^+ \to \mu\nu)$.

1. ЛАГРАНЖИАНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для вычисления однопетлевых диаграмм достаточно использовать низшие порядки нелинейного кирального лагранжиана по степеням константы $1/F_\pi$, определяющей кривизну изопространства голдстоуновских частиц-пионов [3] / F_π = 94 МэВ - константа распада $\pi \to \mu\nu$ /. Выпишем все киральные феноменологические лагранжианы, необходимые для вычисления амплитуды распада $K^+ \to \pi^+ e^+ e^-$ в киральной теории.

институт
исследований

Сильное взаимодействие мезонов с барионами в киральной $SU(3) \otimes SU(3)$-теории описывается лагранжианом [9]:

$$\mathcal{L}_s = i2g\tau_{ik\ell}\,\phi_i(\bar{\psi}_k\gamma_5\psi_\ell),$$

где ϕ_i, ψ_k – соответственно поля октетов псевдоскалярных мезонов и барионов $/i, k = 1,\dots,8/$; $\tau_{ik\ell} = \alpha d_{ik\ell} - i(1-\alpha)f_{ik\ell}$; $\alpha = 2/3$ - 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 [4,5]

$$\mathcal{L}_w^{(|\Delta T|=1/2)} = \sqrt{2}\,G d_{6k\ell}\, J_\mu^k J_\mu^\ell =$$

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

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

Здесь параметр $\tilde{\xi} = \cos\theta_C \sin\theta_C - 2\sin^2\theta_C \approx 0{,}113$ характеризует степень нарушения правила $|\Delta T| = 1/2$ /экспериментальное значение $\tilde{\xi} = 0{,}111 \pm 0{,}007$ [10]/. Мезонные и барионные слабые (V-A)-токи имеют вид

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

$$(J_\mu^i)^{(\text{бар.})} = -i\bar{\psi}_k\gamma_\mu(f_{ik\ell} + ig_A\gamma_5\tau_{ik\ell})\psi_\ell\,. \qquad /2/$$

Используя лагранжианы /1/ и токи /2/, можно удовлетворительно описать все нелептонные распады каонов.

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

$$\partial_\mu\chi^{\pm} \to (\partial_\mu \pm ieA_\mu)\chi^{\pm}, \qquad /3/$$

где $\chi^{\pm}$ - поля заряженных мезонов: $\chi^{\pm} = (\pi^{\pm}, K^{\pm})$. Получим

$$\mathcal{L}_{em}^{(\text{мез})} = -ieA_\mu(\chi^-\partial_\mu\chi^+ - \chi^+\partial_\mu\chi^-).$$

Аналогично вводится электромагнитное взаимодействие барионов:

$$\mathcal{L}_{em}^{(\text{бар})} = ieA_\mu(f_{3k\ell} + \frac{1}{\sqrt{3}}f_{8k\ell})(\bar{\psi}_k\gamma_\mu\psi_\ell).$$

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ РАСПАДА $K^+ \to \pi^+e^+e^-$

Амплитуда распада $K^+(k) \to \pi^+(p)\,e^+(p_+)\,e^-(p_-)$ имеет вид

$$T(K^+ \to \pi^+e^+e^-) = ef_{K^+\to\pi^+\gamma}\,[q^2(p+k)_\mu - (q\cdot(p+k))q_\mu]\frac{1}{q^2}\bar{u}(p_-)\gamma_\mu v(p_+), \qquad /4/$$

где $q = k - p = p_+ + p_-$ - 4-импульс виртуального фотона /см. рис.1/; $f_{K^+\to\pi^+\gamma}$ - константа перехода $K^+(k) \to \pi^+(p)\,\gamma(q)$:

$$T(K^+ \to \pi^+\gamma) = f_{K^+\to\pi^+\gamma}\,[q^2(p+k)_\mu - (q\cdot(p+k))q_\mu]\epsilon_\mu$$

$/\epsilon_\mu$ - вектор поляризации фотона/. Ширина распада $K^+ \to \pi^+e^+e^-$ связана с константой перехода $K^+ \to \pi^+\gamma$ соотношением

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+e^+e^-) = e^2|f_{K^+\to\pi^+\gamma}|^2\frac{m_K}{12\pi^3}\int_{m_\pi}^{(m_K^2+m_\pi^2)/2m_K} d\epsilon_\pi(\epsilon_\pi^2 - m_\pi^2)^{3/2}$$

/см. приложение/. Экспериментальному значению парциальной ширины распада $K^+ \to \pi^+e^+e^-$ [11]

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+e^+e^-)/\Gamma_{tot} = (2{,}6 \pm 0{,}5)\times 10^{-7} \qquad /5/$$

соответствует величина

$$|f_{K^+\to\pi^+\gamma}| = (1{,}7 \pm 0{,}2)\times 10^{-8}$$

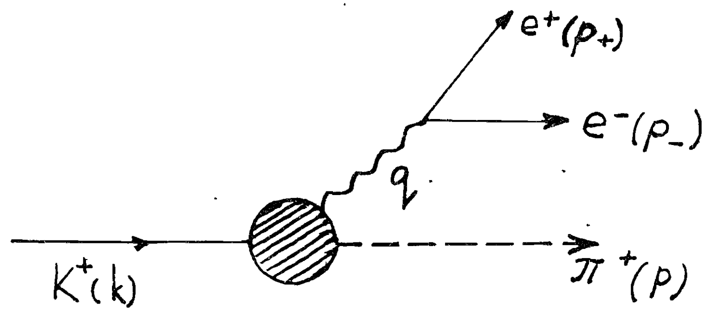

Рис.1

В борновском приближении переход $K^+ \to \pi^+\gamma$ описывается диаграммами рис.2а. Лагранжиан слабо-электромагнитного перехода в вершине первой древесной диаграммы рис.2а получается из лагранжиана слабого взаимодействия

$$\mathcal{L}_w = (1+\tilde{\xi})\sqrt{2}\,GF_\pi^2\,\partial_\mu K^-\partial_\mu\pi^+ \qquad /6/$$

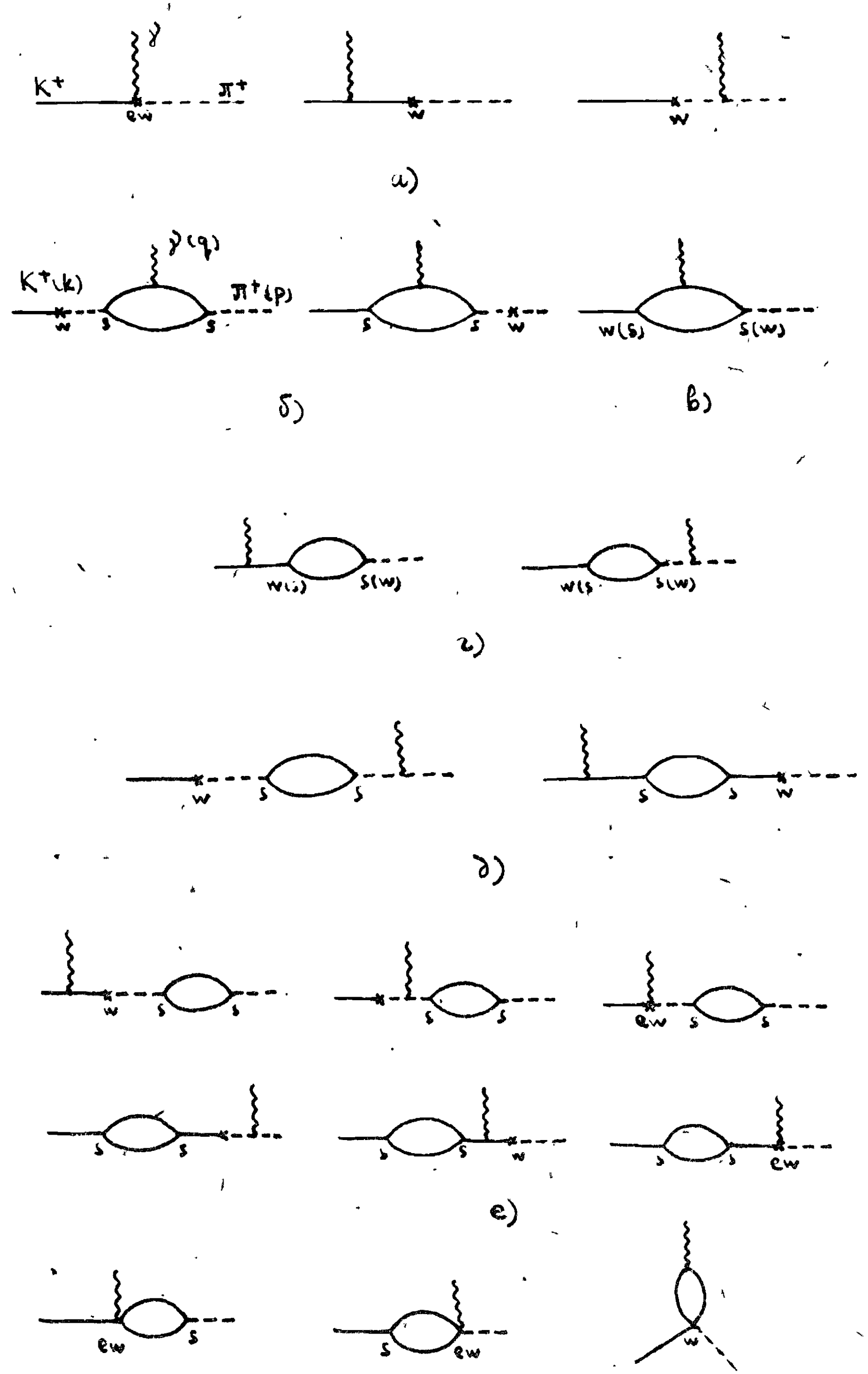

Рис.2

с помощью градиентно-инвариантной замены /3/ и имеет вид

$$\mathcal{L}_{em} = (1+\tilde{\xi})\sqrt{2}\,GF_\pi^2(ieA_\mu)(\pi^+\partial_\mu K^- - K^-\partial_\mu\pi^+).$$

Вклады древесных диаграмм рис.2а взаимно сокращаются, амплитуда перехода $K^+\to\pi^+\gamma$ в борновском приближении равна нулю.

Таким образом, амплитуда распада $K^+\to\pi^+e^+e^-$ полностью определяется однопетлевым приближением. Диаграммы с барионными петлями, описывающие переход $K^+\to\pi^+\gamma$, приведены на рис.2б-з /сплошные жирные линии соответствуют барионам/. Вычисления электромагнитных радиусов π- и K-мезонов[3,12], в которых также возникают диаграммы типа рис.2б,д, показывают, что диаграммами с мезонными петлями можно пренебречь. Определяющий вклад в константу перехода $K^+\to\pi^+\gamma$, как и в электромагнитные радиусы π- и K-мезонов, дают барионные петли.

Техника вычисления однопетлевых диаграмм подробно обсуждалась в работах[3,12,13]. Общим свойством киральной теории в однопетлевом приближении является то, что после конечного числа перенормировок все расходимости и константные члены компенсируются. Оставшиеся интегралы, определяющие степени разложения по 4-импульсам частиц, уже конечны и могут быть вычислены обычными способами. Суммарный вклад диаграмм рис.2б-д в случае точной SU(3) -симметрии имеет вид

$$T(K^+\to\pi^+\gamma) = -(1+\tilde{\xi})\frac{\sqrt{2}GF_\pi^2g^2e}{4\pi^2M^2}\,\frac{1}{6}C^{SU(3)}\,[q^2(p+k)_\mu - (q\cdot(p+k))q_\mu]\epsilon_\mu ,$$

где $C^{SU(3)} = (\frac{5}{3}\alpha^2 + 3(1-\alpha)^2)$ – SU(3) -фактор. Для константы перехода $K^+\to\pi^+\gamma$ получим выражение

$$f^{SU(3)}_{K^+\to\pi^+\gamma} = -(1+\tilde{\xi})\,\frac{\sqrt{2}Gg_A^2e}{4\pi^2}\,\frac{1}{6}C^{SU(3)} . \qquad /7/$$

Остальные диаграммы рис.2 вклада в $f_{K^+\to\pi^+\gamma}$ не дают. Действительно, диаграммы рис.2е в сумме компенсируются точно так же, как и борновские диаграммы 2а. Диаграммы рис.2ж взаимно сокращаются, благодаря соответствующей SU(3) -структуре сильной и слабо-электромагнитной вершин. Диаграмма рис.2в связана с поляризационным оператором второго рода[14], и ее вкладом в $f_{K^+\to\pi^+\gamma}$, пропорциональным q^2/M^2, также можно пренебречь.

Нарушение SU(3) -симметрии, обусловленное расщеплением масс барионного октета, учитывается с помощью замены SU(3) -фактора в выражении /7/:

$$2C^{SU(3)} \to [1 + \frac{4}{9}(\frac{M_N}{M_\Sigma})^2 + \frac{16}{27}(\frac{M_N}{M_{\Lambda\Sigma}})^2 + \frac{1}{9}(\frac{M_N}{M_\Xi})^2] \approx 1{,}73 .$$

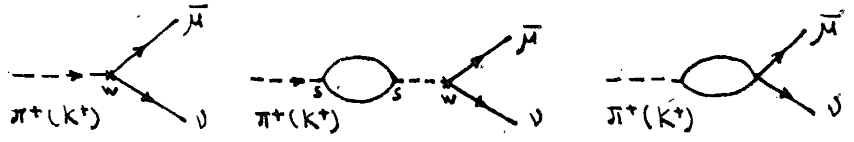

Рис.3

Таким образом, киральная теория дает для константы перехода значение

$$f_{K^+\to\pi^+\gamma} = -1{,}73(1+\tilde\xi)\frac{\sqrt{2}Gg_A^2 e}{48\pi^2} \approx 2{,}6\times 10^{-8}.$$

В пределах точности киральной теории /20-30%/ эта величина удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением /5/.

Обсудим теперь связь константы перехода $K^+\to\pi^+\gamma$ с параметром наклона формфактора слабого распада мезонов. Распады π^+- и K^+-мезонов в борновском и однопетлевом приближениях /рис.3/ описываются слабым лагранжианом

$$\mathcal{L}_w = -\mathcal{L}_\mu^{(+)}[\sqrt{2}F_\pi(\partial_\mu\pi^- + \partial_\mu K^-) + i\bar\psi_k\gamma_\mu(f_{ik\ell} + ig_A\gamma_5\tau_{ik\ell})\psi_\ell],$$

$$\mathcal{L}_\mu^{(+)} = \frac{G}{\sqrt{2}}\cos\theta_C\bar\mu\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu,$$

и лагранжианом сильного взаимодействия $\mathcal{L}_s$. В общем случае амплитуды слабых распадов π^+- и K^+-мезонов записываются следующим образом:

$$T_w^{(\pi^+,K^+)} = ip_\mu\ell_\mu^{(+)}\sqrt{2}F_{(\pi,K)}(p^2).$$

Здесь $\ell_\mu^{(+)} = \frac{G}{\sqrt{2}}\cos\theta_C u_\mu\gamma_\mu(1+\gamma_5)u_\nu$, а формфакторы $F_{(\pi,K)}(p^2)$ по аналогии с электромагнитными формфакторами мезонов можно представить в виде

$$F_{(\pi,K)}(p^2) = F_\pi(1 - \frac{1}{6}\langle r^2\rangle_w p^2),$$

где $\langle r^2\rangle_w$ - параметр наклона, и, кроме того, предполагается, что $F_\pi(0) = F_K(0) = F_\pi$.

В соответствии с выражением для лагранжиана /6/ амплитуду слабого перехода $K^+(k)\to\pi^+(p)$ в общем случае, когда оба мезона находятся вне массовой поверхности, можно формально представить в виде

$$T_{(K\to\pi)} = (1+\tilde\xi)\sqrt{2}GF_\pi(p^2)F_K(k^2)p_\mu k_\mu, \qquad /8/$$

Тогда, согласно тождеству Уорда, выражение для части амплитуды перехода $K^+\to\pi^+\gamma$, отвечающей сумме диаграмм рис.2б,в, может быть получено из /8/ дифференцированием по 4-импульсам p и k. Восстановив затем калибровочную инвариантность полученной таким образом амплитуды, можно легко установить связь константы $f_{K^+\to\pi^+\gamma}$ с параметром наклона:

$$f_{K^+\to\pi^+\gamma} = -(1+\tilde\xi)\sqrt{2}GF_\pi^2\frac{1}{6}\langle r^2\rangle_w.$$

Поставив сюда значение параметра наклона $\langle r^2\rangle_w = C^{SU(3)}\times(g_A/2\pi F_\pi)^2$, вычисленного в однопетлевом приближении /рис.3б/ в работе /13/ и сравнивая с /7/, легко убедиться в справедливости этого соотношения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе в квантовой киральной теории получена оценка вероятности распада $K^+\to\pi^+e^+e^-$, которая находится в удовлетворительном согласии с экспериментом. Установлена связь вероятности этого распада с параметром наклона формфактора слабого распада мезонов $\pi\to\mu\nu$, $K\to\mu\nu$.

В работе /8/ обсуждалось отсутствие усиления амплитуды $K^+\to\pi^+e^+e^-$ по сравнению с нелептонными распадами каонов с $|\Delta T|=1/2$. Как показано в настоящей работе, механизм "подавления" распада $K^+\to\pi^+e^+e^-$ находит простое объяснение в том факте, что в силу калибровочной инвариантности борновская амплитуда перехода $K^+\to\pi^+\gamma$ должна быть равна нулю, и распад $K^+\to\pi^+e^+e^-$ обусловлен диаграммами высшего порядка теории возмущения. Отсутствие тормозного вклада приводит к тому, что переход $K\to\pi\gamma$ и связанный с ним распад $K\to\pi ee$ носят "структурный" характер. Это обстоятельство существенно облегчает наблюдение таких структурных эффектов, как нарушение CP-инвариантности и $e/\mu/\tau$-универсальности в распаде $K\to\pi\bar{e}e$. Принципиальная возможность наблюдения этих эффектов, связанных с гипотетическим универсальным "горизонтальным" взаимодействием, рассмотрена в работе /15/.

Авторы благодарят Г.Г.Волкова за инициирующие обсуждения, а также Э.А.Кураева за помощь при проведении расчетов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вероятность распада $K^+(k)\to\pi^+(p)e^+(p_+)e^-(p_-)$ определяется стандартным образом:

$$d\Gamma(K^+\to\pi^+e^+e^-) = \frac{1}{2m_K}\Sigma|T(K^+\to\pi^+e^+e^-)|^2\frac{d^3p_-d^3p_+d^3p}{8\epsilon_-\epsilon_+\epsilon_\pi}\times$$

$$\times \frac{1}{(2\pi)^5}\,\delta^{(4)}\,(k-p_+-p_--p)\,,$$

где ϵ_-, ϵ_+, ϵ_π – соответственно энергии электрона, позитрона и π-мезона. Воспользовавшись определением /4/, получим:

$$\Sigma\,|T(K^+\to\pi^+e^+e^-)|^2 = e^2\,|f_{K^+\to\pi^+\gamma}|^2\left(\frac{1}{q^2}\right)^2 Q_\mu Q_\nu\,\times$$

$$\times\,Sp\{(p_-+m_e)\gamma_\mu(p_+-m_e)\gamma_\nu\}\,,$$

где $Q_\mu \equiv q^2(p+k)_\mu-(q\cdot(p+k))\,q_\mu$.

В силу сохранения электромагнитного тока

$$q_\mu Sp\{(p_-+m_e)\gamma_\mu(p_+-m_e)\gamma_\nu\} = q_\nu\,Sp\{(p_-+m_e)\gamma_\mu(p_+-m_e)\gamma_\nu\}=0\,,$$

и можно показать, что

$$\int\frac{d^3p_-\,d^3p_+}{4\epsilon_+\epsilon_-}\,\delta^{(4)}(p_++p_--q)\;Sp\{(p_-+m_e)\gamma_\mu(p_+-m_e)\gamma_\nu\}=$$

$$=-\frac{2}{3}\pi(q^2+2m_e^2)\left(1-\frac{4m_e^2}{q^2}\right)^{1/2}\left(g_{\mu\nu}-\frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right).$$

Тогда, в силу калибровочной инвариантности вершины $K^+\to\pi^+\gamma$ ($q_\mu Q_\mu=0$), в выражении $d\Gamma(K^+\to\pi^+e^+e^-)$ можно произвести эффективно замену $\left(g_{\mu\nu}-\frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right)\to g_{\mu\nu}$. В итоге получим

$$d\Gamma(K^+\to\pi^+e^+e^-) = \frac{1}{2m_K}\,e^2\,|f_{K^+\to\pi^+\gamma}|^2\,|J|^2\,\frac{d^3p\,d^4q\,\delta^{(4)}(k-p-q)}{(2\pi)^5\,2\epsilon_\pi}\,,$$

$$|J|^2=-(Q_\mu Q^\mu)\left(\frac{1}{q^2}\right)^2\frac{2}{3}\pi(q^2+2m_e^2)\left(1-\frac{4m_e^2}{q^2}\right)^{1/2}.$$

В системе покоя каона

$$|J|^2=\frac{2}{3}\pi\,\frac{4m_K^2|\vec q|^2}{q^2}\,(q^2+2m_e^2)\left(1-\frac{4m_e^2}{q^2}\right)^{1/2},\qquad |\vec q|=(\epsilon_\pi^2-m_\pi^2)^{1/2}.$$

Пренебрегая массами электрона и позитрона, после интегрирования по 4-импульсу q, получим

$$d\Gamma(K^+\to\pi^+e^+e^-) = |f_{K^+\to\pi^+\gamma}|^2\;e^2\,\frac{4}{3}\pi m_K(\epsilon_\pi^2-m_\pi^2)\;\frac{d^3p}{(2\pi)^5\;2\epsilon_\pi}\,,$$

и так как

$$d^3p=|\vec p|\,\epsilon_\pi d\epsilon_\pi\,d\Omega_\pi,\qquad |\vec p|=(\epsilon_\pi^2-m_\pi^2)^{1/2}\,,$$

то

$$\frac{d\Gamma(K^+\to\pi^+e^+e^-)}{d\epsilon_\pi}=e^2|f_{K^+\to\pi^+\gamma}|^2\,\frac{m_K}{12\pi^3}\,(\epsilon_\pi^2-m_\pi^2)^{3/2}\,.$$

Отсюда

$$\Gamma(K^+\to\pi^+e^+e^-)=e^2|f_{K^+\to\pi^+\gamma}|^2\,\frac{2m_K}{12\pi^3}\int_{m_\pi}^{(m_K^2+m_\pi^2)/2m_K}d\epsilon_\pi(\epsilon_\pi^2-m_\pi^2)^{3/2}\,,$$

причем

$$\int_{m_\pi}^{(m_K^2+m_\pi^2)/2m_K}d\epsilon_\pi(\epsilon_\pi^2-m_\pi^2)^{3/2}=\frac{1}{4}\,\frac{(m_K^2+m_\pi^2)(m_K^2-m_\pi^2)^3}{(2m_K)^4}-$$

$$-\frac{3}{8}m_\pi^2\left\{\frac{(m_K^2+m_\pi^2)(m_K^2-m_\pi^2)}{(2m_K)^2}-\frac{m_\pi^2}{2}\ln\left|\frac{m_K}{m_\pi}\right|\right\}\approx 3{,}9\times10^{-4}\ \text{ГэВ}^4.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Дьяконов Д.И., Эйдес М.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, с.358.
2. Witten E. Nucl.Phys., 1983, B223, p.422.
3. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. Атомиздат, М., 1978.
4. Sakurai J. Phys.Rev., 1967, 156, p.1508.
5. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н. ЯФ, 1979, 29, с.475.
6. Первушин В.Н., Сариков Н.А. ОИЯИ, Р2-84-232, Дубна, 1984.
7. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl.Phys., 1977, B120, p.316.
8. Вайнштейн А.И. и др. ЯФ, 1976, 24, с.820.

9. Ecker G., Honerkamp J. Nucl.Phys., 1973, B52, p.211.
10. Бунятов С.А. и др. ЯФ, 1975, 21, с.1055.
11. Bloch P. et al. Phys.Lett., 1975, B56, p.201.
12. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1974, 19, с.652.
13. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1975, 22, с.366.
14. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. "Наука", М., 1981, с.322.
15. Khasidashvili D.O., Monich V.A., Volkov G.G. IHEP 84-109, Serpukhov, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 февраля 1985 года.

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, Р2-84-649, 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.