СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 10962

М.Динейхан, Х.Намсрай

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА $K^{\circ}_{L} \to \mu^{+} \mu^{-}$ И РАЗНОСТИ МАСС K°_{L}-И K°_{s}-МЕЗОНОВ В НЕЛОКАЛЬНОЙ И СТОХАСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИЯХ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1977

P2 - 10962

М.Динейхан,* Х.Намсрай*

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА $K^{\circ}_{L} \to \mu^{+}\mu^{-}$ И РАЗНОСТИ МАСС K°_{L}-И K°_{s}-МЕЗОНОВ В НЕЛОКАЛЬНОЙ И СТОХАСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИЯХ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

* Институт математики АН МНР.

Динейхан М., Намсрай Х. P2 - 10962

Исследование распада $K_L^0 \to \mu^+\mu^-$ и разности масс K_L^0 - и K_S^0 -мезонов в нелокальной и стохастической теориях слабых взаимодействий

Исследованы распад $K_L^0 \to \mu^+\mu^-$ и разность масс K_L^0- и K_S^0 -мезонов в рамках нелокальной и стохастической теорий слабых взаимодействий.

Показано, что с помощью соответствующего выбора формы распределения в стохастическом пространстве $\Gamma_4(\hat{x})$ Блохинцева можно решить проблему подавления вкладов порядка G^2 в распад $K_L^0 \to \mu^+\mu^-$ и разность масс $\Delta m(K_L^0 - K_S^0)$ без привлечения механизма GIM.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Dineikhan M., Namsrai Kh. P2 - 10962

Studies on the Decay $K_L^0 \to \mu^+\mu^-$ and K_L^0- and K_S^0-Mesons Mass Difference within the Nonlocal and Stochastic Theories of Weak Interactions

The decay $K_L^0 \to \mu^+\mu^-$ and K_L^0- and K_S^0 - mesons mass difference have been studied within the nonlocal and stochastic theory of weak interactions. It is shown that the appropriate choice of distribution form in the Blokhintsev stochastic space $\Gamma_4(\hat{x})$ allows one to solve the problem of suppressing the corrections of the order of G^2 to the decay $K_L^0 \to \mu^+\mu^-$ and the mass difference $\Delta m(K_L^0 - K_S^0)$ without applying GIM mechanism.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно наблюдался [1] редкий распад $K^o_L \to \mu^- \mu^+$, парциальная ширина которого по порядку величины совпадает с величиной энергии, соответствующей унитарной границе [2]:

$$B(K^o_L \to \mu^+ \mu^-) \simeq \Gamma(K^o_L \to \mu^+ \mu^-)/\Gamma(K^o_L \to \text{all}) \gtrsim 6 \cdot 10^{-9}.$$

Этот процесс идет в основном за счет электромагнитных взаимодействий.

Вычисление "слабых" поправок к величине $\Gamma(K^o_L \to \mu^+ \mu^-)/\Gamma(K^o_L \to \text{all})$ в рамках обычной неперенормируемой теории /четырехфермионной и теории с W-бозоном /слабых взаимодействий приводит к очень низким значениям импульса обрезания Λ - порядка нескольких *БэВ*, что противоречит величине естественного обрезания /$\Lambda \sim 10^3$ *БэВ*/ роста слабых взаимодействий [3].

Отсюда обычно делается вывод о необходимости модификации теории слабых взаимодействий. Развитие теории идет по двум направлениям. Первое из них основывается на различных схемах и подходах к построению новой теории слабых взаимодействий /в частности, на унифицированной градиентной теории слабых и электромагнитных взаимодействий Фейнберга-Салама и других [4] /; второе - на модификации обычных теорий слабого взаимодействия на основе глубокого анализа основных принципов /причинности, локальности, геометрии в малом масштабе и т.д./ современной локальной квантовой теории поля на малых расстояниях.

Большую актуальность приобретает решение проблемы в калибровочной теории слабых взаимодействий, которая допускает одинаковый порядок величины парциальных ширин нейтральных токов с $\Delta S = 1$, $(K^o_L \to \mu^+\mu^-)$ и других процессов с $\Delta S = 1$ /например, $K^+ \to \mu^+\nu$ /,

в то время как $B_{exp} = \dfrac{\Gamma(K^o_L \to \mu^+\mu^-)}{\Gamma(K^+ \to \mu^+\nu)} \sim 10^{-8}$.

Простое решение этих проблем в случае как калибровочной, так и обычной теории слабых взаимодействий принадлежитт Глашоу, Илиопоулосу и Майани [5]. Предложенный ими механизм подавления вероятности распада $K^o_L \to \mu^+\mu^-$ в градиентной теории, во-первых, требует существования четвертого кварка [6] p' с зарядом $e = 2/3$, равным заряду p– кварка, и, во-вторых, дает сильное ограничение на массу кварков [7], например:

$$m_u \lesssim m_k \quad \text{и} \quad m_e = 1{,}5 \text{ БэВ}.$$

Аналогичные ситуации встречаются при исследованиях разности масс K^o_L– и K^o_S -мезонов в рамках различных моделей перенормируемой градиентной теории слабых взаимодействий.

Однако экспериментально кварки до сих пор не были обнаружены [8], хотя достижимые в настоящее время энергии превосходят предполагаемую массу кварка. В последнее время уделяется большое внимание решению проблемы "удержания" кварка.

Разрабатываются различные модели типа "струи", "мешков" и т.д. Среди них, по нашему мнению, важное место может занимать новый подход, разработанный недавно А.З.Дубничковой и Г.В.Ефимовым [9].

Настоящая работа посвящена изучению распада $K^o_L \to \mu^+\mu^-$ и разности масс K^o_L– и K^o_S -мезонов в рамках нелокальной и стохастической теорий поля [10,11], которые относятся к второму направлению развития теории квантованных полей.

Эквивалентность между теорией квантованных полей, взаимодействующих нелокальным образом [10], и введением некоторого стохастического пространства, обладающего той особенностью, что поле, усредненное в этом пространстве, оказывается нелокальным, была рассмотрена в работах [11]. В таких теориях полей понятия стохастичности пространства /или нарушения локальности/ характеризуется не только расстоянием $\ell \sim 1/\Lambda$, но еще и формой распределения /или видом формфактора/ на малых расстояниях.

В данной работе мы покажем, как с помощью соответствующего выбора формы распределения в стохастическом пространстве /или вида формфакторов/ можно легко согласовать представление о естественном "обрезании" роста слабых взаимодействий с энергией при энергиях порядка $\Lambda \sim 10^{-3}$ *БэВ* / $\ell \le 10^{-17}$ *см*/ с экспериментальными данными / $K^o_L \to \mu^+\mu^-$ и $\Delta m(K^o_L - K^o_S)$ /, требующими обрезания при значительно меньших энергиях - порядка нескольких десятков *БэВ*. Таким образом, проблема подавления величины порядка $O(G_F^2)$ в распаде $K^o_L \to \mu^+\mu^-$ и разности масс $\Delta m(K^o_L - K^o_S)$ может быть решена в рамках нелокальной и стохастической теорий слабых взаимодействий без введения четвертого кварка.

Вычисление разности масс K^o_L - и K^o_S -мезонов и "слабых" поправок к распаду K^o_L и K^o_S во втором порядке теории возмущений по константе связи G основывается на предположениях и методах, разработанных в работах [11]. Там было показано, что усреднение локального поля в некотором стохастическом пространстве $\Gamma^m_4(\hat{x})$ приводит к тому, что в ряде теории возмущений для S -матрицы причинная функция локального поля заменяется на

$$D_{лок}(p) \Rightarrow [\int d\alpha W(\alpha/L) e^{i\alpha\sqrt{m^2 - p^2}}]^2 D_{лок}(p) =$$

$$= V(-p^2L^2) D_{лок}(p),$$

где $V(-p^2L^2)$ - некоторая целая функция, для которой справедливо представление Меллина:

$$V(-p^2L^2) = \frac{1}{2i} \int\limits_{\substack{-\beta+i\infty \\ (1<\beta<2)}}^{-\beta-i\infty} d\alpha \frac{v(\alpha)}{\sin \pi\alpha} L^{2\alpha} (m^2-p^2-i\alpha)^{\alpha}.$$

Здесь параметр L характеризует область, где слабое взаимодействие становится нелокальным. Вид функции $v(\alpha)$ зависит от формы распределения $W(\frac{a}{L})$, $\int d\alpha W(\alpha/L) = 1$ в стохастическом пространстве.

2. *ВЫЧИСЛЕНИЕ ОДНОПЕТЛЕВЫХ НЕЙТРИНО-ЛЕПТОННЫХ И ЛЕПТОН-ЛЕПТОННЫХ ДИАГРАММ*

Прежде чем приступить к оценке вкладов диаграмм в вероятность распада $K^{\circ}_L \to \mu^+\mu^-$ и в разность масс K°_L - и K°_S -мезонов, рассмотрим отдельно диаграммы типа петли */рис. 1/*. Полученные для них выражения будут использованы при вычислении искомых поправок.

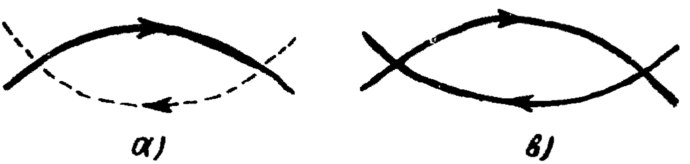

Рис. 1а

Итак, обратимся к диаграмме *1а*. Ей соответствует член S -матрицы

$$-\frac{G^2}{2} i : (\bar{u}_L(x) O_\alpha u_\nu(x)) \Pi^{\nu}_{\alpha\beta}(x-y) (\bar{u}_\nu(y) O_\beta u_L(y)),$$

где

$$\Pi^{\nu}_{\alpha\beta}(x-y) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4p\, e^{-ip(x-y)} \tilde{\Pi}^{\nu}_{\alpha\beta}(p),$$

$$\tilde{\Pi}^{\nu}_{\alpha\beta}(p)=\frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k\, Sp(\hat{k}\, O_\alpha(m_L+\hat{k}+\hat{p})O_\beta)\times$$

$$\times\frac{V(-k^2L^2)V(-(p+k)^2L^2)}{[-k^2-i\epsilon][m^2-(p+k)^2-i\epsilon]}.$$

Существует регуляризационная процедура $\exp(+\delta\zeta^2)$ /12/, позволяющая перейти в этом выражении к евклидовой метрике. Тогда

$$\Pi^{E,\nu}_{\alpha\beta}(p)=\frac{-1}{(2\pi)^4}\int d^4k\, Sp(\hat{k}\, O_\alpha(m_L+\hat{k}+\hat{p})O_\beta)\times \qquad /1/$$

$$\times\frac{V(k^2L^2)V((p+k)^2L^2)}{k^2(m^2+(p+k)^2)}=\int d^4x\, e^{ipx}\, Sp\{S^E_\nu(-x)\, O_\alpha S^E_c(x)O_\beta\}.$$

Интегрирование в /1/ ведется по 4-мерному евклидовому пространству $px=p_4x_4+\vec{p}\,\vec{x}$. Пропагатор нейтрино и заряженной частицы с массой m представим в виде

$$S^E_\nu(x)=\frac{2\hat{x}\, i}{(2\pi)^2}\cdot\frac{1}{x^4}W_\nu\left(\frac{x^2}{L^2}\right), \qquad /2/$$

$$S^E_C(x)=mW^C_1\left(\frac{x^2}{L^2}\right)+i\hat{x}W^C_2\left(\frac{x^2}{L^2}\right). \qquad /3/$$

Здесь

$$W_\nu\left(\frac{x^2}{L^2}\right)=\rho_\zeta\cdot\frac{2^\zeta}{\Gamma(1-\zeta)}\,\frac{\Gamma(2+\zeta)}{(x^2)^\zeta},$$

$$W^C_i\left(\frac{x^2}{L^2}\right)=\rho_\zeta\frac{1}{(2\pi)^2}\,\frac{2^\zeta(m^2)^{i+\zeta}}{\Gamma(1+\zeta)}\,\frac{K_{i+\zeta}(\sqrt{m^2x^2})}{(\sqrt{m^2x^2})^{i+\zeta}},\quad i=1,2;$$

$$\rho_\zeta = \frac{1}{2i}\int_{-\alpha+i\infty}^{-\alpha-i\infty} d\zeta \frac{v(\zeta)}{\sin\pi\zeta}(L^2)^\zeta, \qquad (1<\alpha<2),$$

$K_\beta(z)$ - функция Макдональда.

Подставляя /2/ и /3/ в /1/, приходим к выражению

$$\Pi^E_{\alpha\beta}(p) = -\frac{1}{(2\pi)^2}\rho_t\,\rho_\eta\,\frac{2^{2t+\eta+4}(m^2)^{2+\eta}}{\Gamma(1-\eta)}\times$$

$$\times\int_0^\infty d(\sqrt{x^2})\,\frac{K_{2+\eta}(\sqrt{m^2x^2})}{(\sqrt{m^2x^2})^{2+\eta}}\times$$

$$\times\frac{1}{(x^2)^t}\left\{g_{\alpha\beta}\frac{\partial^2}{\partial p^2}-2\,p_\alpha p_\beta\frac{\partial^2}{\partial(p^2)^2}+g_{\alpha\beta}x^2\right\}\frac{J_1(\sqrt{p^2x^2})}{\sqrt{p^2}}.$$

Воспользуемся далее представлением функции Бесселя

$$J_1(z) = \frac{z}{4i}\int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} d\zeta\,\frac{(z^2/4)^\zeta}{\sin\pi\zeta\,\Gamma(1+\zeta)\Gamma(2+\zeta)}$$
$$(0<\beta<1)$$

и, сделав необходимое вычисление, получим

$$\Pi^E_{\alpha\beta}(p) = \frac{1}{\pi^2}\cdot\frac{1}{4i}\int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} d\zeta\,\frac{[2(1+\zeta)p_\alpha p_\beta+(2+\zeta)g_{\alpha\beta}p^2](p^2L^2)^\zeta u_\nu(\zeta)}{\sin\pi\zeta\,\Gamma(2+\zeta)\Gamma(4+\zeta)}.$$
$$(1<\beta<2)$$

/4/

где

$$u_\nu(\zeta) = \frac{\pi}{2i}\int_{-\gamma+i\infty}^{-\gamma-i\infty} dt\,\frac{v(t)}{\sin\pi t}\cdot\frac{v(\zeta-t)}{\sin\pi(\zeta-t)}\,\frac{\Gamma^2(2+t)}{\Gamma(1-t)\Gamma(1-\zeta+t)}.$$

/5/

Вычислим теперь матричный элемент, соответствующий диаграмме *1в*. Проделав вычисления, аналогичные приведенным выше, получим следующее выражение:

$$\Pi^E_{\alpha\beta}(p) = \int d^4x\, e^{ipx}\, Sp(\hat{x} O_\alpha \hat{x} O_\beta) W_2^2\left(\frac{x^2}{L^2}\right) =$$

$$= \frac{8}{(2\pi)^2}\rho_\eta \rho_t \frac{2^{t+\eta}(m^2)^{4+t+\eta}}{\Gamma(1-t)\Gamma(1-\eta)} \int_0^\infty d(\sqrt{x^2})(\sqrt{x^2})^\zeta \left(-\frac{\partial^2}{\partial p_\alpha \partial p_\beta} -\right.$$

$$\left. - g_{\alpha\beta} x^2\right) \frac{J_1(\sqrt{x^2p^2})}{\sqrt{x^2p^2}} \cdot \frac{K_{2+t}(\sqrt{x^2 m_2})}{(\sqrt{m^2x^2})^{2+t}} \cdot \frac{K_{2+\eta}(\sqrt{m^2x^2})}{(\sqrt{m^2x^2})^{2+\eta}} =$$

$$= \frac{1}{\pi^2}\frac{1}{2i}\int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} d\zeta \frac{1}{\sin\pi\zeta} \frac{u(\zeta)(p^2L^2)^\zeta}{\Gamma(2+\zeta)\Gamma(4+\zeta)} \times$$

$$\times [2(1+\zeta)p_\alpha p_\beta + (2+\zeta)g_{\alpha\beta}p^2],$$

где

$$u(\zeta) = -\frac{1}{(m^2L^2)^\zeta}\frac{1}{2i}\int_{\substack{-\gamma+i\infty \\ (0<\gamma<1)}}^{-\gamma-i\infty} dt \frac{v(t)}{\sin\pi t}\frac{1}{2i}\int_{-\alpha+i\infty}^{-\alpha-i\infty} d\eta \frac{v(\eta)}{\sin\pi\eta}(L^2m^2)^{t+\eta} \times$$

$$\times \frac{\Gamma(2+\zeta-t)\Gamma(2+\zeta-\eta)\Gamma(\zeta-t-\eta)}{\Gamma(2\zeta+4-\eta-t)\Gamma(1-t)\Gamma(1-\eta)} =$$

$$= \frac{\pi}{2i}\int_{-\gamma+i\infty}^{-\gamma-i\infty} d\eta \frac{v(\eta)v(\zeta-\eta)}{\sin\pi\zeta \sin\pi(\zeta-\eta)} \frac{\Gamma(2+\zeta-\eta)\Gamma(2+\eta)}{\Gamma(1-\eta)\Gamma(1-\zeta+\eta)} \qquad /7/$$

3. РАСПАД $K^o_L \to \mu^+\mu^-$

Распад $K^o_L \to \mu^+\mu^-$ во втором порядке по G описывается диаграммой на *рис. 2а*.

Здесь в качестве примера рассматриваются только диаграммы, которые при расчетах в рамках обычной теории слабых взаимодействий приводят к малым значениям импульса обрезания.

Итак, обратимся к диаграмме 2а. Соответствующий ей матричный элемент S -матрицы имеет вид

$$i\sqrt{2}f_{KN\Lambda}\left(\frac{G}{\sqrt{2}}\right)^2\bar{\mu}(p_-)\Gamma(p_-,q)\mu(p_+)\delta_k\cos\theta_c\sin\theta_c\,,$$

где

$$\Gamma(p_-,q)=\frac{1}{(2\pi)^4 i}\int d^4k\;\Pi^{\nu}_{\alpha\beta}(k)O_\alpha\frac{V(-(k-p_-)^2L^2)(m_N+\hat{k}-\hat{p}_-)}{m_N^2-(k-p_-)^2-i\epsilon}\gamma_5\times$$

$$\times\frac{V(-(p_++k)^2L^2)(m_N+\hat{p}_++\hat{k})}{m_N^2-(p_++k)^2-i\epsilon}O_\beta\,, \qquad /8/$$

$q=p_++p_-$, а $\Pi^{\nu}_{\alpha\beta}(k)$ - функция, соответствующая нейтрино-нуклонной петле и определяемая формулой /4/ при замене $m_L\to m_N$. Адронный ток взят в форме Кабиббо.

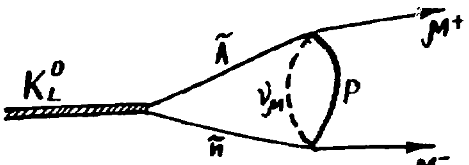

Рис. 2а

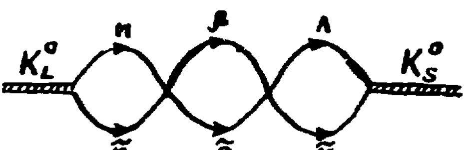

Рис. 2б

Подставляя величину $\Pi_{\alpha\beta}(k)$ в /8/ и интегрируя по d^4k, получим

$$\Gamma(p_-,q) = \frac{m_N^{\zeta}\gamma_\alpha\hat{q}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)}{(2\pi)^4}\,\frac{1}{2i}\int\limits_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} d\zeta\,\frac{u_\nu(\zeta)}{\sin\pi\zeta}\times$$

$$\cdot\frac{1}{\Gamma(2+\zeta)\Gamma(3+\zeta)}\;\frac{1}{2i}\int\limits_{\substack{-\gamma+i\infty\\(0<\gamma<1)}}^{-\gamma-i\infty} dt\,\frac{v(t)}{\sin\pi t}\;\frac{1}{2i}\;\cdot$$

$$\times\int\limits_{\substack{-\alpha+i\infty\\(0<\alpha<1)}}^{-\alpha-i\infty} d\eta\,\frac{v(\eta)}{\sin\pi\eta}\,(m_N^2L^2)^{\zeta+t+\eta}\;\frac{\Gamma(-1-t-\eta-\zeta)}{\Gamma(1-\eta)\Gamma(1-t)\Gamma(-\zeta)}\times$$

$$\cdot\int\!\!\int\limits_0^1 dy\,dz\cdot y^{-t}(1-y)^{-\eta}z^{1-t-\eta}(1-z)^{-1-\zeta}Y^{1+t+\eta+\zeta}\,.$$

где

$$Y = z + z^2\frac{(qy+p_+)^2}{m_N^2} - \frac{m_\mu^2}{m_N^2}z$$

$$(1<\beta+\gamma+\alpha<2)$$

При $m^2L^2 \ll 1$ полученное выражение приобретает вид

$$\Gamma(p_-,q) = \frac{m_N^3\hat{q}(1+\gamma_5)}{16\pi^4L^2m_N^2}A\,,$$

где

$$A = -\frac{\pi}{2i}\int\limits_{\substack{-\beta+i\infty\\(1<\beta<2)}}^{-\beta-i\infty} d\zeta\,\frac{u_\nu(\zeta)}{\sin\pi\zeta}\,\frac{1}{\Gamma(2+\zeta)}\cdot\frac{1}{\Gamma(3+\zeta)}\cdot\times$$

$$\times\frac{1}{2i}\int\limits_{\substack{-\gamma+i\infty\\(0<\gamma<1)}}^{-\gamma-i\infty} dt\,\frac{v(t)}{\sin\pi t}\cdot\frac{v(-1-t-\zeta)}{\sin\pi(-t-\zeta)}\,.$$

Перейдем теперь к вычислению интеграла A. Путем последовательного сдвига контуров интегрирования вправо мы сможем свести этот интеграл к двойному ряду. Сначала сдвинем один из контуров, скажем γ-контур. При этом встречаются полюса в точках $t=n$ и $t=n-\zeta$ /$n = 0,1,2,\ldots$/.

В результате определения вычетов в этих точках интеграл приобретает вид

$$A = -\frac{\pi}{2i}\int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} d\zeta \frac{u_\nu(\zeta)}{\sin^2\pi\zeta}\,\frac{1}{\Gamma(2+\zeta)\,\Gamma(3+\zeta)} \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{N} \{ v(n)v(-1-\zeta-n) - v(-1-n)v(n-\zeta) \},$$

где N - некоторое число, зависящее от конкретного вида функции $v(k)$, определяемой условием $v(-m)=0$ для любого целого числа $m \geq N+1$, например /*см. таблицу*/: $N=3$ для $v=v_1$, $N=7$ для $v=v_2$ и $N=11$ для $v=v_3$.

Затем легко могут быть проведены аналогичные определения вычетов в точках $\zeta = 0,1,\ldots$. Например, вычет в точке $\zeta=0$ имеет вид:

$$A = -\sum_{k=2}^{N+1} v(k)v(-k)(1-k^2)\{ \frac{v'(k)}{v(k)} - \frac{v'(-k)}{v(-k)} - \frac{2k}{1-k^2} \} \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{N} v(n)v(-1-n)\{ \frac{v'(n)}{v(n)} - \frac{v'(-1-n)}{v(-1-n)} \} + \text{вычет в точках}$$

$$(\zeta=1)+\ldots$$

Численный расчет выполнялся для конкретного вида функции $v(x)$.

После элементарных вычислений получим следующее выражение для отношения вероятностей распада:

$$B = \frac{\Gamma(K_L^0 \to \mu^+\mu^-)}{\Gamma(K_L^+ \to \mu^+\nu)} = \frac{G^2 \cos^2\theta_c\, f^2_{KN\Lambda}\, m_N^2\, A}{128\,\pi^4 L^4 f_K^2}.$$

Сравнения полученного отношения вероятностей с наблюдаемым значением [1] для конкретного вида формфактора приведены в *таблице*.

4. РАЗНОСТЬ МАСС K_L^o – и K_S^o -МЕЗОНОВ

Найдем теперь оператор энергий перехода K_L^o в K_S^o. Характерная диаграмма порядка G^2, дающая вклад в величину $\Delta m(K_L^o - K_S^o)$, показана на *рис. 2в*.

Соответствующее этой диаграмме выражение имеет вид

$$\Sigma(p) = f^2_{KN\Lambda} G^2 \sin^2\theta_c \cos^2\theta_c\, \Pi_\alpha(p)\,\Pi_{\alpha\beta}(p)\,\Pi_\beta(p). \qquad /9/$$

где

$$\Pi_\alpha(p) = \int d^4x\, e^{ipx}\, Sp\{\gamma_5 S_c^p(x) O_\alpha S_c(-x)\},$$

$$\Pi_{\alpha\beta}(p) = \int d^4x\, e^{ipx}\, Sp\{S_c^p(x) O_\alpha S_c^p(-x) O_\beta\}$$

и

$$\Pi_\beta(p) = \int d^4x\, e^{ipx}\, Sp\{S_c(x) O_\beta S_c^n(-x)\gamma_5\}.$$

Вычисление функции $\Pi_j(p)$ $(j = \alpha, \beta)$ проводится элементарно. В результате имеем

$$\Pi_j(p) = -\frac{m_W p_j}{(2\pi)^2}\rho,$$

где

$$\rho = v'(0) + \ln m_N^2 L^2 + 1 + \int_0^1 dx \ln\Big(1 - \frac{p^2}{m_N^2} x(1-x)\Big). \qquad /10/$$

Таблица

$W(\frac{a}{L})$	$\frac{3}{4}(\frac{1}{2L}-\frac{a^2}{L^3})$	$\frac{7}{96}\{\frac{a^6}{L^7}-\frac{15a^4}{L^5}+\frac{27}{L^3}a^2-\frac{13}{L}\}$	$\frac{15\cdot 77}{3840}\{\frac{a^{10}}{L^{11}}-\frac{10a^6}{L^5}-\frac{15a^2}{L^3}+\frac{4}{L}\}$
$V_1(k)$	$\frac{9\cdot 2^{4+2k}(1+k)(2k+5)}{\Gamma(2k+7)}$	$49\cdot 2^{2k+10}(1+k)(2+k)(11+2k)\times$ $\times\frac{(13+2k)(4k^3+70k^2+39(k+675)}{\Gamma(15+2k)}$	$225\cdot 121\cdot 49\cdot 2^{2k+14}(1+k)(2+k)\times$ $\times(3+k)(4+k)(2k+13)(2k+15)\times$ $\times(2k+17)(2k+19)(2k+20)(2k+21)\times$ $\times\frac{(2k^2+25+81)}{\Gamma(2k+23)}$;
L, Λ ($K_L^0\to\mu^+\mu^-$)	$L\geq 3;9\cdot 10^{-15}$ см $\Lambda\leq 5.1$ Бэв	$L\gtrsim 7.4\cdot 10^{-16}$ см $\Lambda\leq 27$ Бэв	$L\gtrsim 6.0\cdot 10^{-17}$ см $\Lambda\lesssim 330$ Бэв
L, Λ (Δm_k)	$L\gtrsim 1.04\cdot 10^{-14}$ см $\Lambda\lesssim 1.9$ Бэв	$L\gtrsim 2.8\cdot 10^{-15}$ см $\Lambda\lesssim 7.1$ Бэв	$L\gtrsim 3\cdot 10^{-16}$ см $\Lambda\lesssim 66$ Бэв

а функция $\Pi_{\alpha\beta}(p)$ определяется формулой /6/ при замене $m_L \to m_N$.

При $m_k^2 L^2 \ll 1$, полученное выражение для $\Pi_{\alpha\beta}(k)$ на массовой поверхности k-мезона принимает вид

$$\Pi_{\alpha\beta}(p) = g_{\alpha\beta} \frac{m_K^2}{m_K^2 L^2} \cdot \frac{1}{4\pi^2} C \quad ,$$

где

$$C = -\frac{\pi}{2i} \int\limits_{\substack{-\beta+i\infty \\ (0<\beta<1)}}^{-\beta-i\infty} d\zeta \frac{v(\zeta)v(-1-\zeta)}{\sin\pi\zeta \sin\pi(-1-\zeta)} =$$

$$= -\sum_{n=0}^{N} v(n)v(-1-n) \left\{ \frac{v'(n)}{v(n)} - \frac{v'(-1-n)}{v(-1-n)} \right\} . \qquad /11/$$

Подставляя /11/ и /10/ в /9/, мы получаем следующую величину для $\Delta(K_L^o - K_S^o)$:

$$\Delta m (K_L^o - K_S^o) = f_{KN\Lambda}^2 \, G^2 \frac{\sin^2\theta \cos^2\theta_c \, m_N^2}{(2\pi)^9} \cdot \frac{c \cdot \rho^2}{m_N^2 L^2} m_K \ ,$$

где c и ρ определяются формулами /11/ и /10/, $f_{KN\Lambda}^2/4\pi \cong 5 \div 8$ /обработка эксперимента дает значения $4 \lesssim f_{KN\Lambda}^2/4\pi \lesssim 14$, см. обзор /13/ /.

В *таблице* показаны значения параметра L, соответствующие экспериментальной величине Δm_k при различных формах формфактора теории. Таким образом, соответствующая величина параметра обрезания роста Λ /или $L \sim 1/\Lambda$ / слабых взаимодействий легко обеспечивается выбором класса формфакторов теории. Следует отметить, что в реальных физических процессах помимо величины элементарной длины важное место может занимать формфактор теории, физический смысл которого связан с изменением закона "слабых" потенциалов /или кулоновского потенциала/ на малых расстояниях.

Следовательно, проблема подавления редких распадов / $K_L^o \to \mu^+\mu^-$, $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ и т.д./, связанных с нейтральным током $\Delta S = 1$, а также вычисления физических величин порядка G^2 /например, разности масс K_L^o- и K_S^o -мезонов/ может быть решена в рамках нелокальной и стохастической теорий квантованных полей.

В целом нам кажется, что предлагаемый подход заслуживает дальнейшего исследования.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность профессору М.К.Поливанову и академику В.С.Владимирову за поддержку и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Shochet M.J. В кн.: Труды XIII Междун. конф. по физ. высоких энергий. Тбилиси, 1976, с.B177.*
2. *Sehgal I.M. Phys.Rev., 1969, 183, p.1511; Quigg C., Jackson J.D. UCRL Report, no. 18487, 1968.*
3. *Иоффе Б.Л. УФН, 1973, 110, с.357.*
4. *Weinberg S. Phys. Rev.Lett., 1967, 19, p.1264; Salam A. In: Proc. of 8th Nodel Symposium, Stockholm, 1968.*
5. *Glashow S.L., Illiopoulos J.J., Maiani L. Phys. Rev., 1970, D2, p.1285.*
6. *Amati D. e.a. Nuovo Cim., 1964, 34, p.1732. Bjorken J.D., Glashow S.L. Phys. Lett., 1964, 11, p.255; Hara Y. Phys. Rev., 1964, B701, p.134. Okun L.B. Phys.Lett., 1964, 12, p.250; Maki Z., Ohhuki Y. Prog. Theor.Phys., 1964, 32, p.144; Teplits V., Tarjanne P. Phys. Rev.Lett., 1963, 11, p.447.*
7. *Gaillard M.K. Journ of Phys. G: Nucl.Phys., 1977, 3, p.199; Lectures presented at the Ecole Internationale de la physique des Particules Elementaires, Basko Polje-Makarska, Yugoslavie.*
8. *Bloom E.D. e.a. XV International Conference on High Energy Physics, Kiev, 1970, v. 1, p.324. SLAC-PUB-796. Taylor R. e.a. Proc. of the 1975 Int. Symp. on Lepton anf Photon Int. at High Energies, Stanford, 1975, p. 679.*
9. *Дубничкова А.З., Ефимов Г.В. ОИЯИ, P2-9611, P2-10035, E2-100371, Дубна, 1976, 1977.*

10. Ефимов Г.В. Препринты ИТФ, №52,54,56, Киев, 1968;
ЭЧАЯ, 1970, 1, вып. 1, с.256; ЭЧАЯ, 1974, 5, вып. 1, с.223.

11. Блохинцев Д.И. ТМФ, 1973, 17, с.153;
ЭЧАЯ, 1974, 5, с.606. Динейхан М., Намсрай Х., ОИЯИ, Р2-10166, Дубна, 1976.

12. Алебастров В.А., Ефимов Г.В. Commun. Math. Phys., 1973, 31, p.1.

13. Ebel G. e.a. Spring Tracts. Mod.Phys., 1970, 85, p.239.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 сентября 1977 года.