объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-86-426

М.К.Волков, А.Н.Иванов*, Н.И.Троицкая*

# РАЗНОСТЬ МАСС $K_L$- И $K_S$-МЕЗОНОВ В КИРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВЫХ ПЕТЕЛЬ

Направлено в журнал "Physics Letters"

* Ленинградский политехнический институт

1986

Слабые взаимодействия приводят к расщеплению масс $K^0$ и $\bar{K}^0$ -мезонов, возникающему вследствие недиагональных переходов $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$. В результате наблюдаемыми являются мезоны $K_L$ и $K_S$, волновые функции которых линейным образом связаны с волновыми функциями мезонов $K^0$ и $\bar{K}^0$ /I/. Расчет параметров, характеризующих мезоны $K_L$ и $K_S$, представляет важную проблему физики низкоэнергетического взаимодействия адронов. Настоящая работа посвящена вычислению разности масс $\Delta M = M_L - M_S$, где $M_{L,S}$ -масса $K_{L,S}$ -мезона. Согласно современной теории слабых взаимодействий /2-4/, $\Delta M$ складывается /5/ из $\Delta M_{(SD)}$, обусловленной высокоэнергетическим взаимодействием (т.е. вкладом малых расстояний), и $\Delta M_{(LD)}$, определяемой низкоэнергетическим взаимодействием (т.е. вкладом больших расстояний).

Для вычисления $\Delta M$ воспользуемся эффективным лагранжианом слабых взаимодействий, найденным в стандартной модели Кобаяши - Маскавы (КМ) /4/ с учетом КХД - взаимодействия /6,7/:

$$\mathcal{L}_{эфф} = \mathcal{L}^{|\Delta S|=1}_{эфф} + \mathcal{L}^{|\Delta S|=2}_{эфф,(SD)}, \tag{I}$$

где

$$\mathcal{L}^{|\Delta S|=1}_{эфф} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} s_1 c_1 c_3 \left(-1{,}00\, Q_1 + 1{,}60\, Q_2 - 0{,}033\, Q_3 + 0{,}018\, Q_5 - 0{,}10\, Q_6\right) \equiv \frac{G_F}{\sqrt{2}} s_1 c_1 c_3 \sum_{i=1}^{6} C_i Q_i , \tag{2}$$

$$\mathcal{L}^{|\Delta S|=2}_{эфф,(SD)} = -\frac{G_F^2 s_1^2 c_1^2 c_3^2}{16\pi^2}\left[0{,}69\, c_2^4 m_c^2 + 0{,}59\, s_2^4 m_t^2 + 0{,}82\, s_2^2 c_2^2 m_c^2 \ln(m_t^2/m_c^2)\right] Q_7 . \tag{3}$$

Здесь $Q_i$ ( $i$ = I,2, ..., 7) - четырехкварковые операторы, удовлетворяющие правилам отбора по странности $|\Delta S| = 1$ и $|\Delta S| = 2$ соответственно /6/ :

$$Q_1 = [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a][\bar{u}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) u_b],$$

$$Q_2 = [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_b][\bar{u}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) u_a],$$

$$Q_3 = [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a] \sum_{q=u,d,s} [\bar{q}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) q_b],$$

$$Q_5 = [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a] \sum_{q=u,d,s} [\bar{q}_b \gamma_\alpha (1+\gamma^5) q_b],$$

$$Q_6 = [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_b] \sum_{q=u,d,s} [\bar{q}_b \gamma_\alpha (1+\gamma^5) q_a],$$

$$Q_7 = [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a][\bar{s}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) d_b], \qquad (4)$$

где $a$, $b$ = I,2,3 – "цветовые" индексы[I)].

Величина $\Delta M_{(SD)}$ определена в первом порядке по $\mathcal{L}^{|\Delta S|=2}_{эфф,(SD)}$, а $\Delta M_{(LD)}$ – во втором по $\mathcal{L}^{|\Delta S|=1}_{эфф}$. Чтобы вычислить $\Delta M_{(SD)}$ и $\Delta M_{(LD)}$, необходимо знать низкоэнергетические матричные элементы четырехкварковых операторов. Для описания сильного низкоэнергетического взаимодействия, определяющего величину матричных элементов четырехкварковых операторов, используем киральную модель кварковых петель (КМКП) /9,I0/. КМКП хорошо описывает сильные низкоэнергетические взаимодействия в распадах каонов /II,I2/. Амплитуды распадов $K \to 2\gamma$, $K \to 2\pi$, $K \longrightarrow 3\pi$, вычисленные в КМКП с эффективным лагранжианом (2), согласуются с экспериментальными данными с точностью лучше 30 %. Для описания сильных низкоэнергетических взаимодействий в КМКП достаточно трех параметров : $\Lambda$ = I,25 ГэВ, $m_d \simeq m_u$ = 0,28 ГэВ и $m_s$ = 0,46 ГэВ, где $\Lambda$ –параметр обрезания, а $m_{d,u,s}$ –массы составляющих $d$-, $u$-, $s$ – кварков /9,I3/. С помощью этих параметров можно вычислить все константы сильного низкоэнергетического взаимодействия мезонов /9/.

Матричные элементы четырехкварковых операторов включают квадратично и логарифмически расходящиеся интегралы /9,II/

---

I) $G_F$ – константа Ферми, $s_i = \sin\theta_i$ и $c_i = \cos\theta_i$ ( $i$ = I,2, 3) – элементы матрицы КМ /4/. В расчетах полагаем: $(G_F/\sqrt{2}) s_1 c_1 c_3$ = I,77 x $10^{-6}$ ГэВ$^{-2}$, $c_2$ = 0,994 и $s_2$ = 0,II0 /8/. Коэффициенты перед операторами $Q_i$ вычислены при $m_c$ = I,5 ГэВ и $m_t$ = 30 ГэВ, где $m_c$ и $m_t$ – массы $c$- и $t$-кварков, $\Lambda_4$ = 0,I ГэВ – параметр глубоконеупругого взаимодействия и $\alpha_s(\mu)$ = I – константа КХД – взаимодействия для трех кварковых ароматов, $\mu$ – точка нормировки. Условие $\alpha_s(\mu)$ = I соответствует $\mu$ = 0,24 ГэВ /6,7/.



$$I_1(m_i) = \frac{-3i}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k}{m_i^2 - k^2} = \frac{3}{16\pi^2} [\Lambda^2 - m_i^2 \ln(1+\Lambda^2/m_i^2)],$$

$$I_2(m_i, m_j) = \frac{-3i}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k}{(m_i^2-k^2)(m_j^2-k^2)} = \frac{3}{16\pi^2} \frac{1}{m_i^2 - m_j^2} [m_i^2 \ln(1+\Lambda^2/m_i^2) - m_j^2 \ln(1+\Lambda^2/m_j^2)], \qquad (5)$$

регуляризованные с помощью параметра $\Lambda$ = I,25 ГэВ.

Вычислим сначала $\Delta M_{(SD)}$. Используя эффективный лагранжиан (3), получим /6/:

$$\Delta M_{(SD)} = \frac{G_F^2 s_1^2 c_1^2 c_3^2}{16\pi^2 M_K} [0{,}69 c_2^4 m_c^2 + 0{,}59 s_2^4 m_t^2 + 0{,}82 s_2^2 c_2^2 m_c^2 \ln(m_t^2/m_c^2)] \langle \bar{K}^0 | Q_7 | K^0 \rangle. \qquad (6)$$

Матричный элемент $\langle \bar{K}^0 | Q_7 | K^0 \rangle$ определен выражением

$$\langle \bar{K}^0 | Q_7 | K^0 \rangle = \frac{16}{3} F_K^2 M_K^2 \cdot B, \qquad (7)$$

где параметр $B$ характеризует отклонение величины $\langle \bar{K}^0 | Q_7 | K^0 \rangle$ от

$$\langle \bar{K}^0 | Q_7 | K^0 \rangle = \frac{8}{3} \langle \bar{K}^0 | \bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a | 0 \rangle \cdot \langle 0 | \bar{s}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) d_b | K^0 \rangle = \frac{16}{3} F_K^2 M_K^2 .$$

В КМКП имеем $B$ = I /I4/. Масса $K^0$ -мезона $M_K$ = 0,498 ГэВ, а $F_K$ – константа ЧСАТ $K$– мезона. В КМКП отношение $F_K/F_\pi$, где $F_\pi$ = 0,093 ГэВ – константа ЧСАТ $\pi$ -мезона, определено формулой /9/:

$$\frac{F_K}{F_\pi} = \left( \frac{m_u + m_s}{2 m_u} \right) \left[ \frac{I_2(m_u, m_s)}{I_2(m_u, m_u)} \right]^{1/2} = 1{,}15. \qquad (8)$$

Теоретическая величина хорошо согласуется с экспериментальной: $(F_K/F_\pi)_{эксп}$ = I,I7 ± 0,0I /I/.

Полагая $m_c$ = I,5 ГэВ, перепишем $\Delta M_{(SD)}$ как функцию только $\theta_2$ и $m_t$ :

$$\Delta M_{(SD)} = 1{,}87\times 10^{-15}\left[C_2^4 + 0{,}31\, S_2^4 m_t^2 + 1{,}19\, S_2^2 C_2^2 \cdot \ln(m_t^2/2{,}25)\right]\times \text{ГэВ}, \qquad (9)$$

где $m_t$ измерена в ГэВ. Наименьшее значение $\Delta M_{(SD)}$ находим при $S_2 = 0$: $\Delta M_{(SD),min} = 1{,}87\times 10^{-15}$ ГэВ. При $S_2 \neq 0$ величина $\Delta M_{(SD)}$ возрастает в зависимости от величины $S_2$ и $m_t$. Полагая $S_2 = 0{,}110$ и $C_2 = 0{,}994$ /8/ и $m_t$ = 30 ГэВ /6/, получаем

$$\Delta M_{(SD)} = 2{,}08\times 10^{-15}\ \text{ГэВ}. \qquad (10)$$

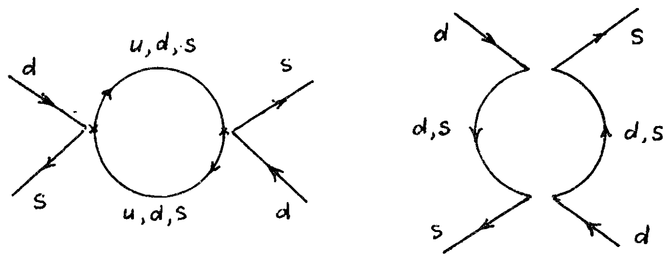


Рис. I.

Кварковые диаграммы, определяющие эффективный лагранжиан $\mathcal{L}^{|\Delta S|=2}_{эфф,(LD)}$.

Перейдем к вычислению $\Delta M_{(LD)}$. На рис. I. изображены кварковые диаграммы, определяющие эффективный лагранжиан $\mathcal{L}^{|\Delta S|=2}_{эфф,(LD)}$ за счет низкоэнергетического взаимодействия. Приведем результат вычисления:

$$\mathcal{L}^{|\Delta S|=2}_{эфф,(LD)} = G_F^2 S_1^2 C_1^2 C_3^2 \Big\{ \sum_{i,j=1}^{6} C_i C_j A_{ij} [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a]\cdot [\bar{s}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) d_b] + \frac{1}{3} C_5^2 m_u^2 I_2(m_u,m_u) [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1+\gamma^5) d_a]\cdot [\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1+\gamma^5) d_b] + \frac{1}{3} C_5^2 m_s^2 I_2(m_s,m_s) [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1-\gamma^5) d_a]$$

$$[\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1-\gamma^5) d_b] + (C_6^2 + 2/3\, C_5 C_6) m_u^2 I_2(m_u,m_u)\cdot [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1+\gamma^5) d_b][\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1+\gamma^5) d_a] + (C_6^2 + 2/3\, C_5 C_6)\cdot m_s^2 I_2(m_s,m_s) [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1-\gamma^5) d_b][\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1-\gamma^5) d_a]\Big\} + э.с., \qquad (II)$$

где $A_{ij} = A_{ji}$ – симметричная матрица с элементами:

$$A_{11} = A_{13} = 3A_{22} = 3A_{12} = 3A_{23} = -I_1(m_u) + m_u^2 I_2(m_u,m_u) = -2{,}21\times 10^{-2}(\text{ГэВ})^2,$$

$$A_{15} = 3A_{25} = 3A_{16} = 3A_{26} = -2m_u^2 I_2(m_u,m_u) = -0{,}62\times 10^{-2}(\text{ГэВ})^2,$$

$$A_{33} = -10/3\,[I_1(m_u) - m_u^2 I_2(m_u,m_u)] - 7/3\,[I_1(m_s) - m_s^2 I_2(m_s,m_s)] = -11{,}12\times 10^{-2}(\text{ГэВ})^2,$$

$$A_{35} = 3A_{36} = -4m_u^2 I_2(m_u,m_u) - 2m_s^2 I_2(m_s,m_s) = -2{,}25\times 10^{-2}(\text{ГэВ})^2, \qquad (I2)$$

$$A_{55} = 3A_{56} = 3A_{66} = -2\,[I_1(m_u) - m_u^2 I_2(m_u,m_u)] - [I_1(m_s) - m_s^2 I_2(m_s,m_s)] = -6{,}03\times 10^{-2}(\text{ГэВ})^2.$$

Перепишем (II) с учетом численных значений коэффициентов :

$$\mathcal{L}^{|\Delta S|=2}_{эфф,(LD)} = G_F^2 S_1^2 C_1^2 C_3^2 \times (\text{ГэВ})^2 \times \Big\{ -1{,}8\times 10^{-2} [\bar{s}_a \gamma^\mu (1-\gamma^5) d_a]\cdot [\bar{s}_b \gamma_\mu (1-\gamma^5) d_b] + 3{,}4\times 10^{-7} [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1+\gamma^5) d_a]\cdot [\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1+\gamma^5) d_b] + 5{,}4\times 10^{-7} [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1-\gamma^5) d_a]\cdot [\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1-\gamma^5) d_b] + 2{,}6\times 10^{-5} [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1+\gamma^5) d_b]\cdot [\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1+\gamma^5) d_a] + 4{,}2\times 10^{-5} [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1-\gamma^5) d_b]\cdot [\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1-\gamma^5) d_a]\Big\} + э.с. \qquad (I3)$$

Найдем $\Delta M_{(LD)}$ :

$$\Delta M_{(LD)} = 3{,}43\times 10^{-15}\cdot (1 - 4{,}9\times 10^{-5}\rho - 3{,}8\times 10^{-3}\rho')\ \text{ГэВ}, \qquad (I4)$$

где

$$\langle \bar{K}^0 | [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1\pm\gamma^5) d_a][\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1\pm\gamma^5) d_b] | K^0\rangle = \rho\, \frac{16}{3} F_K^2 M_K^2,$$

$$\langle \bar{K}^0 | [\bar{s}_a \gamma^\mu \gamma^\nu (1\pm\gamma^5) d_b][\bar{s}_b \gamma_\nu \gamma_\mu (1\pm\gamma^5) d_a] | K^0\rangle = \rho'\, \frac{16}{3} F_K^2 M_K^2. \qquad (I5)$$

В КМКП параметры $\rho$ и $\rho'$ опеределены формулами:

$$\rho' = -5\rho = Z^2 \frac{320\, m_u^2 F_\pi^2}{M_K^2 F_K^2} = 152. \qquad (I6)$$

Здесь $Z^{-1}$ = 0,7I – константа перенормировки волновых функций $K$ – мезонов, обусловленной прямыми переходами $0^- \leftrightarrow 1^+$, где $1^+$ – аксиальный мезон /I5/. Подставляя численные значения параметров $\rho$ и $\rho'$, получим

$$\Delta M_{(LD)} = 1{,}45 \times 10^{-15}\ \text{ГэВ}. \qquad (I7)$$

Суммируя вклады $\Delta M_{(SD)}$ (I0) и $\Delta M_{(LD)}$ (I7), находим полную разность масс $K_L$- и $K_{S'}$- мезонов:

$$\Delta M = 3{,}53 \times 10^{-15}\ \text{ГэВ}. \qquad (I8)$$

Теоретическая величина хорошо согласуется с экспериментальной:

$\Delta M_{эксп}$ = (3,52I ± 0,0I4) x $10^{-15}$ ГэВ /I/.

Основным результатом нашей работы является расчет величины $\Delta M_{(LD)} = 1{,}45 \times 10^{-15}$ ГэВ. Для определения величины $\Delta M_{(LD)}$ достаточно четырех низкоэнергетических параметров: $\Lambda$ = I,25 ГэВ, $m_d \simeq m_u$ = 0,28 ГэВ, $m_s$ =0,46 ГэВ и $\mu$ = 0,24 ГэВ, что соответствует $\alpha_s(\mu)$ = I. При этом параметры $\Lambda$, $m_u, m_s$ определены в КМКП, а выбор точки нормировки $\alpha_s(\mu)$ = I обусловлен совместным рассмотрением распадов $K \to 2\gamma$, $K \to 2\pi$ и $K \to 3\pi$ /I2/. При $\alpha_s(\mu)$ = I амплитуды распадов $K \to 2\gamma$, $K \to 2\pi$ и $K \to 3\pi$, вычисленные в КМКП с эффективным лагранжианом слабых взаимодействий (2), согласуются с экспериментальными данными с точностью лучше 30 %.

Для определения величины $\Delta M_{(LD)}$ по отношению к величине $\Delta M_{эксп}$ используют параметр $D$ : $D = \Delta M_{(LD)} / \Delta M_{эксп}$. Расчет $\Delta M_{(LD)}$ в КМКП дает: $D_{КМКП}$ = 0,41. Численное значение $D_{КМКП}$ согласуется с оценками, полученными в работах /I6/, в которых вклад $\Delta M_{(LD)}$ определен в приближении одночастичных и $2\pi$ -промежуточных состояний. Следует отметить, что $D_{КМКП}$ примерно в I,4 раза больше параметра $D$, полученного в работе /I7/.

В /I7/ $\Delta M_{(LD)}$ вычислена в полюсном приближении с промежуточными состояниями $\pi^0$, $\eta$ и $\eta'$. Однако при



вычислении $\Delta M_{(LD)}$ авторы /I7/ использовали нефизические параметры, характеризующие промежуточные мезоны. В обычных обозначениях /I/ это соответствует $\theta_P = \theta_0$, где $tg\,\theta_0$ = I/2, а $\theta_P$ – угол синглет-октетного смешивания $0^-$ -мезонов, $2M_K^2 = M_\pi^2 + M_\eta^2$ и $M_\eta > M_\pi = M_{\eta'}$. Таким образом, наше разногласие неудивительно.

Величина $\Delta M_{(SD)}$ известна плохо, поскольку включает такие неопределенные величины, как масса $t$ – кварка $m_t$ и $\theta_2$-угол смешивания КМ. Эти величины являются параметрами стандартной модели КМ и не могут быть определены в КМКП.

## Литература


I. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., I984, 56, No 2, part II.
2. Glashow S.L., Nucl. Phys., I96I, 22, 579;
Weinberg S., Phys. Rev. Lett., I967, I9, I264; Salam A., Proc. Eigth Nobel Symp. (JoHn Wiley, New York, I968).
3. Glashow S.L., Iliopolos J., Maiami L., Phys. Rev., I970, D2, I285.
4. Kobayashi M., Maskawa K., Progr. Theor. Phys., I973, 49, 652.
5. Wolfenstein L., Nucl. Phys., I979, BI60, 50I; Hill C., Phys. Lett., I980, B27, 275.
6. Gilman F.J., Wise M.B., Phys. Rev., I979, D20, 2392; ibid., I983, D27, II28.
7. Buras A.J., Slominsky W., Nucl. Phys., I985, B253, 23I.
8. Chau L.L. et al., Phys. Rev., I983, D27, 2I45; De Rafael E., Lectures on Quark Mixing in the Standard Model. Preprint MPI-PAE/Pth 72/84, October, I984.
9. Ebert D., Volkov M.K., Z. Phys., I983, CI6, 205;
Volkov M.K., Ann. Phys. , I983, I57, 282.
Волков М.К., ЭЧАЯ, I986, I7, 433.
I0. Иванов А.Н., Шехтер В.М., ЯФ, I980, 3I, 530;
Иванов А.Н., ЯФ, I98I, 33, I679;
Иванов А.Н., Троицкая Н.И., ЯФ, I982, 36, 220.
II. Волков М.К., Иванов А.Н., Троицкая Н.И., Препринт ОИЯИ, Р2-86-I43, Дубна, I986.
I2. **Volkov M.K., Ivanov A.N., Troitskaya N.I. JINR, E2-86-414, Dubna.**
I3. Волков М.К., Иванов А.Н., ТМФ, I986, 69, № 4.
I4. Волков М.К., Иванов А.Н. , ЯФ, I986, 44, № 6.
I5. Волков М.К., Осипов А.А., Препринт ОИЯИ, Р2-85-390, Дубна, I985;

Волков М.К., Иванов А.Н., Сообщение ОИЯИ, Р2-85-566, Дубна, 1985.

16. Bigi I.I., Sanda A.I., Phys. Lett., 1984, B148, 205;
Cea P., Nardulli, G. Phys. Lett., 1985, B152, 251.

17. Buras A.J., Gerard J.M., Nucl. Phys., 1986, B264, 371.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1986 года.



Волков М.К., Иванов А.Н., Троицкая Н.И. Р2-86-426

Разность масс $K_L$- и $K_S$-мезонов
в киральной модели кварковых петель

Вычислен вклад низкоэнергетических взаимодействий /больших расстояний/ в разность масс $K_L$- и $K_S$-мезонов: $\Delta M_{(LD)} = 1,45 \times 10^{-15}$ ГэВ. Для описания слабых взаимодействий использован эффективный лагранжиан, полученный в стандартной модели Кобаяши - Маскавы /КМ/ с учетом КХД-взаимодействия. Слабые вершины в эффективном лагранжиане определены четырехкварковыми операторами. Для вычисления низкоэнергетических матричных элементов четырехкварковых операторов использована киральная модель кварковых петель /КМКП/. В КМКП все низкоэнергетические матричные элементы четырехкварковых операторов можно выразить только через три параметра: $\Lambda = 1,25$ ГэВ, $m_d = m_u = 0,28$ ГэВ и $m_s = 0,46$ ГэВ, где $\Lambda$-параметр обрезания, а $m_d$, $m_u$ и $m_s$ - массы составляющих d-, u-, s-кварков. Сделана оценка вклада высокоэнергетических взаимодействий /малых расстояний/ $\Delta M_{(SD)}$. Последняя известна плохо, поскольку включает такие неопределенные параметры, как масса t-кварка $m_t$ и $\theta_2$-угол смешивания КМ. Величины $m_t$ и $\theta_2$ являются параметрами стандартной модели КМ и не могут быть определены в КМКП.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Volkov M.K., Ivanov A.N., Troitskaya N.I. P2-86-426

$K_L$ and $K_S$ Meson Mass Difference in the Chiral Quark-Loop Model

The calculation is carried out of the low-energy (the long-distance) contribution to the $K_L$-$K_S$ mass difference; $\Delta M_{(LD)} = 1,45 \times 10^{-15}$ GeV. For describing weak interaction one employs the effective Lagrangian obtained in the Standard Kobayashi - Maskawa Model with account of the QCD-interaction. The weak vertices in the effective Lagrangian are defined by four-quark operators. For the calculation of the low-energy four-quark operator matrix elements one applied the chiral quark-loop model (the CQL-model). In the CQL-model all the low-energy four-quark matrix elements can be expressed in terms of only three parameters; $\Lambda = 1,25$ GeV, $m_d = m_u = 0,28$ GeV and $m_s = 0,46$ GeV, where $\Lambda$ is the cut-off parameter, and $m_d$, $m_u$, $m_s$ are the d, u, s-constituent quark masses. The estimate of high energy interactions (the short-distance) contribution to $K_L$ - $K_L$ mass difference $\Delta M_{(SD)}$ is made. The lattest is ill known, because it contains such indefinite parameters as t-quark mass $m_t$ and KM angle mixing.$\theta_2$. These parameters are the KM-Standard Model and cannot be defined in the CQL-model.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986