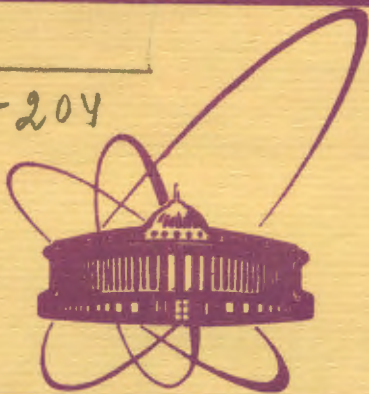


И-204



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5226/2-79

24/12-79

P2 - 12638

М.А.Иванов, В.А.Охлопкова

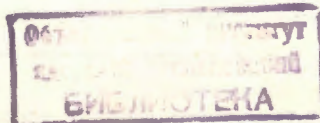
НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ КАОНОВ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

1979

P2 - 12638

М.А.Иванов, В.А.Охлопкова

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ КАОНОВ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ



Иванов М.А., Охлопкова В.А.

P2 - 12638

Нелептонные распады каонов в нелокальной кварковой модели

В рамках нелокальной модели кварков рассмотрены нелептонные распады каонов. Введено слабое четырехкварковое взаимодействие, удовлетворяющее правилу $|\Delta T| = \frac{1}{2}$. Рассчитаны ширины распадов $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$, $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Ширины распадов $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$ хорошо согласуются с экспериментом, параметры наклона для распадов $K \rightarrow 3\pi$ отличаются от экспериментальных в два раза и имеют обратный знак. Исследована устойчивость всех результатов модели относительно изменения внутренних параметров.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Ivanov M.A., Okhlopko V.A.

P2 - 12638

Kaon Nonleptonic Decay in the Nonlocal Quark Model

Within the nonlocal quark model the kaon nonleptonic decays are considered. The weak quark interactions which satisfy the rule $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ are introduced. The rates of decays $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$, $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ are calculated. The results are compared with experiment, and the stability of all the results against the change of internal parameters of the model is investigated.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассмотрены нелептонные распады каонов в нелокальной модели кварков^{/1/}. Эти распады интересны прежде всего тем, что их изучение позволяет глубже понять структуру слабого взаимодействия. Экспериментальные данные по нелептонным распадам адронов свидетельствуют о справедливости правила отбора $\Delta Y = 1$, $\Delta T = 1/2$ и о практически полном отсутствии распадов с $\Delta T = 3/2$. Убедительного теоретического объяснения этому факту до сих пор не найдено, хотя данной проблеме посвящено довольно много работ^{/2-5/}.

Обычно^{/2,3/} по аналогии с лептон-лептонными и лептон-адронными взаимодействиями гамильтониан слабого взаимодействия, ответственный за нелептонные распады, выбирается в форме "ток \times ток". Без конкретизации явного вида адронного тока мягкопионная техника алгебры токов и гипотеза PCAC позволяют лишь связать амплитуды распадов $K \rightarrow 3\pi$ и $K \rightarrow 2\pi$, не фиксируя их количественных значений. Количественные данные о ширинах этих распадов можно получить, только сделав какие-либо предположения о явном виде гамильтониана слабого взаимодействия.

Кабиббовская форма такого гамильтониана содержит октет и 27-плет. Эмпирическое правило $\Delta T = 1/2$ говорит о существовании какого-то механизма, подавляющего последний вклад. Кроме того, нелептонные распады характеризуются константой связи $\frac{G}{\sqrt{2}}$, а не $\frac{G}{\sqrt{2}} \cos\theta \sin\theta$, следующей из каибббовской теории /так называемое октетное усиление/. Все эти вопросы пока не имеют удовлетворительного теоретического решения.

В кварковых моделях рассмотрение нелептонных распадов также находится на уровне угадывания лагранжиана слабых

нелептонных взаимодействий, поскольку описание релятивистских связанных систем является само по себе сложной задачей. При довольно сильных предположениях относительно ядра уравнения Бете-Солпитера конкретные расчеты были проведены для распадов $K \rightarrow 2\pi$ и $K \rightarrow 3\pi$. Расчет ширины распадов $K \rightarrow 3\pi$ не проводился.

Развитые методы нелокальной модели кварков^{1/} позволяют с единой точки зрения рассмотреть нелептонные распады каонов. По аналогии с общепринятыми подходами^{2,3/} мы выбираем лагранжиан, описывающий слабые нелептонные взаимодействия в виде "ток \times ток", предполагая, что он преобразуется как шестая компонента октета с константой связи $\frac{G}{\sqrt{2}}$. Ток является слабым кварк-виртонным локальным током.

Следует подчеркнуть, что, поскольку сильная часть лагранжиана не обладает киральной инвариантностью, то заранее не очевидно, что имеется связь между амплитудами распадов $K \rightarrow 2\pi$ и $K \rightarrow 3\pi$. Оказалось, что в рамках 30%-точности ширины этих распадов согласуются с экспериментом, в то время как параметры наклона и ширина распада $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ значительно расходятся с экспериментальными значениями. Возможная причина такого разногласия может заключаться в неудовлетворительном выборе лагранжиана сильного взаимодействия адронов с кварками /мы реализуем лишь алгебраическую симметрию, хотя физика низких энергий, по-видимому, обладает приближенной киральной симметрией/.

Кроме того, оказалось, что теоретические амплитуды нелептонных распадов в отличие от ранее рассмотренных амплитуд очень неустойчивы по отношению к изменению параметра ξ - единственного параметра модели, входящего нетривиальным образом в матричные элементы. И при нужном значении ξ величины матричных элементов таковы, что, по-видимому, необходим учет следующего порядка теории возмущений.

2. ЛАГРАНЖИАН СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Мы предполагаем, что при SU_3 -преобразованиях лагранжиан слабого взаимодействия, описывающий нелептонные распады,

ведет себя как шестая компонента октета, что автоматически обеспечит нам выполнение правила $\Delta T = 1/2$. Кроме того, мы принимаем гипотезу "октетного усиления".

Лагранжиан слабого взаимодействия выберем в виде произведения ток \times ток. По аналогии с кварковыми токами, взаимодействующими с электромагнитным полем^{1/}, слабые кварковые V-A -токи в регуляризованной форме выберем в виде

$$J_{a(aa')}^{\delta, m} = \sum_{j=1}^{\infty} (-)^j \bar{q}_{ja}^{\delta} O_a \frac{1}{2} \lambda^m q_{ja'}^{\delta} \quad /1/$$

$$\mathcal{L}_1^{\Delta T = 1/2} = \frac{G}{\sqrt{2}} 2d_{6mn} J_{a(aa')}^m J_{a(bb')}^n \epsilon_{ab'k} \epsilon_{a'bk} \quad /2/$$

Здесь $m, n = 1, \dots, 8$; $a = 0, 1, \dots, 3$; $O_a = \gamma_a (1 - \gamma_5)$; a, a', b, b' - цветовые индексы.

Суммирование по цвету в лагранжиане /2/ проводится так, чтобы исключить возможность возникновения кварковых блоков, подобных изображенному на рис. 1.

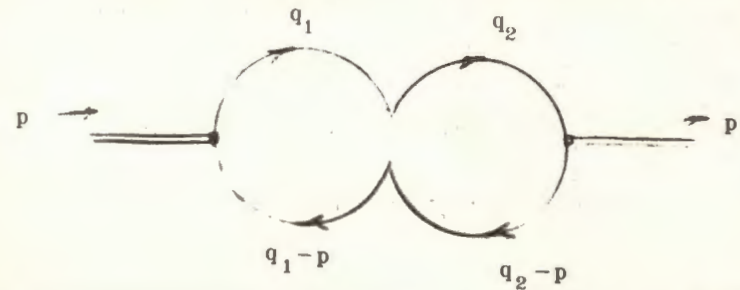


Рис. 1

Структурная функция, отвечающая такому блоку, содержит особенность и имеет следующий вид:

$$R'(p) = \sum_{i,j} (-)^{1+j} A_i A_j \int dq_1 \text{Sp} [S_i(\hat{q}_1) \gamma_5 S_j(\hat{q}_1 - \hat{p}) O_a] \times \int dq_2 \text{Sp} [S_i(\hat{q}_2) O_a S_j(\hat{q}_2 - \hat{p}) \gamma_5] \quad /3/$$

В этой формуле суммирование по i, j одновременно относится к каждому из интегралов, что и приводит в конечном итоге к расходящемуся результату.

Лагранжиан /2/ приводит к блокам, изображенным на рис. 2, свободным от расходимостей:

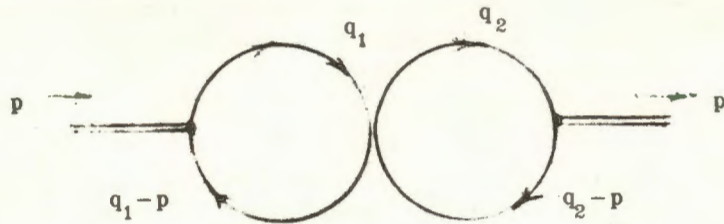


Рис. 2

Чтобы подчеркнуть, что суммирование по i, j в каждом из интегралов, соответствующих кварковым петлям, выполняется независимо, на рис. 2 петли изображены не соприкасающимися. Соответствующая структурная функция определяется выражением

$$R(p) = \sum_{i,j} (-)^{i+j} A_i A_j \int dq_1 Sp [S_i(\hat{q}_1) \gamma_5 S_i(\hat{q}_1 - \hat{p}) O_\alpha] \times \int dq_2 Sp [S_j(\hat{q}_2) O_\alpha S_j(\hat{q}_2 - \hat{p}) \gamma_5] \approx [8 \pi^2]^2 p^2 R_1^2(\xi). \quad /4/$$

Явный вид структурных функций всех встречающихся у нас кварковых блоков приведен в табл. 1, а стандартные интегралы $R_i(\xi)$ - в табл. 2. Внешние импульсы k в структурных функциях обезразмерены следующим образом: $\tau = kL/2$.

3. Распады $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$, $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Процессы $K \rightarrow 2\pi$ определяются диаграммами, изображенными на рис. 3. Кварковая петля и треугольный кварковый блок

входят мультипликативно в амплитуду, которая для случая $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ имеет следующий вид:

$$\langle \pi^+ \pi^- | T | K_S^0 \rangle = i \frac{12 G \lambda^{3/2}}{\pi^5 L^3} [R_1^\mu(k_2) R_2^\mu(k_2, p) + (k_1 \rightarrow k_2)] = i \frac{3 \times 2^7}{\pi L} \lambda^{3/2} (m_K^2 - m_\pi^2) G \times R_1(\xi) \times R_2(\xi).$$

/5/

Таблица 1

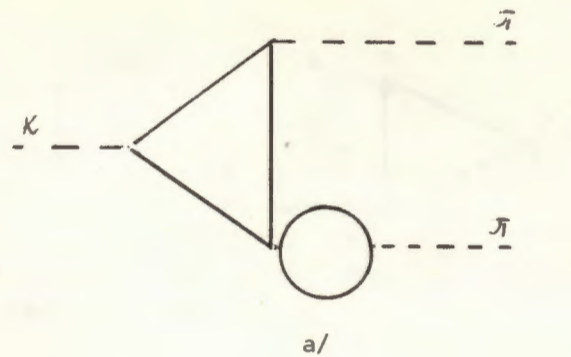
	$R_1^\mu(\tau) = \sum_{j=1}^{\infty} (-)^j A_j \int d^4 k \not{k} \not{p} [S_j(\hat{k} + \hat{\tau}) \gamma_5 S_j(\hat{k}) \gamma_5] = -2i\pi^2 \tau_{21} \cdot R_1(\tau)$
	$R_2^\mu(\tau_1, \tau_2) = \sum_{j=1}^{\infty} (-)^j A_j \int d^4 k \not{k} \not{p} [S_j(\hat{k}) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_1) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_2) \gamma_5] = 2i\pi^2 (\tau_1 - 2\tau_2)_{21} R_2(\tau)$
	$R_3^\mu(\tau_1, \tau_2, \tau_3) = \sum_{j=1}^{\infty} (-)^j A_j \int d^4 k \not{k} \not{p} [S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_1) \gamma_5 S_j(\hat{k}) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_2) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_3) \gamma_5] = 2i\pi^2 [\tau_{21} R_3(\tau_1 - \tau_3 - \tau_2)_{21} R_4(\tau)]$
	$R_4^\mu(\tau_1, \tau_2, \tau_3) = \sum_{j=1}^{\infty} (-)^j A_j \int d^4 k \not{k} \not{p} [S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_1) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_2) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_3) \gamma_5] = 16\pi^2 \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \tau_{1\nu} \tau_{2\rho} \tau_{3\sigma} \cdot R_4(\tau)$
	$R_5^\mu(\tau_1, \tau_2) = \int d^4 k \not{k} \not{p} [S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_1) \gamma_5 S_j(\hat{k}) \gamma_5 S_j(\hat{k} - \hat{\tau}_2) \gamma_5] = 2i\pi^2 (\tau_1 - \tau_2)_{21} \cdot R_{10}(\tau)$
	$R_6^{\mu\nu}(\tau_1, \tau_2) = \sum_{j=1}^{\infty} (-)^j A_j \int d^4 k \not{k} \not{p} [S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_1) \gamma_5 S_j(\hat{k}) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_2) \gamma_5] = 2\pi^2 \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \tau_{1\rho} \tau_{2\sigma} \cdot R_6(\tau)$
	$R_7^{\mu\nu}(\tau_1, \tau_2) = \sum_{j=1}^{\infty} (-)^j A_j \int d^4 k \not{k} \not{p} [S_j(\hat{k}) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_1) \gamma_5 S_j(\hat{k} + \hat{\tau}_2) \gamma_5] = -4\pi^2 \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \tau_{1\rho} \tau_{2\sigma}$
	$R_8^{\mu\nu}(\tau) = \sum_{j=1}^{\infty} (-)^j A_j \int d^4 k \not{k} \not{p} [S_j(\hat{k}) \gamma_5 S_j(\hat{k} - \hat{\tau}) \gamma_5] = -\frac{2}{3} i\pi^2 [\tau_{\mu\nu} \tau^{\mu\nu} - \tau_{\mu} \tau_{\nu}] \cdot R_8(\tau)$

Таблица 2

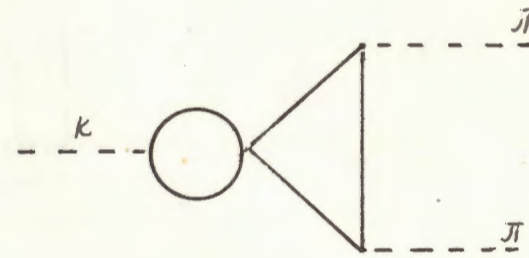
$A(x) = e^{-x^2} \cos(\gamma x);$	$B(x) = e^{-x^2} \frac{\sin(\gamma x)}{x}$
$R_1 = \int_0^{\infty} dx \cdot 2x A$	
$R_2 = \int_0^{\infty} dx \cdot x^5 [(A')^2 + x^2 (B')^2]$	
$R_3 = \int_0^{\infty} dx \cdot 2x^3 A' \cdot [A^2 + x^2 B^2]$	
$R_4 = - \int_0^{\infty} dx \cdot 2x^3 B^2 [A + 3x^2 A']$	
$R_5 = \int_0^{\infty} dx \cdot 4x \left\{ 3B^2 + 3x^2 [(A')^2 + \frac{x^2}{2} (B')^2] - x^6 [(A')^2 + x^2 (B')^2] \right\}$	
$R_6 = \int_0^{\infty} dx \cdot x^3 B^2 [A' - \frac{x^2}{4} A'']$	
$R_7 = \int_0^{\infty} dx \cdot \frac{x^9}{3} [(A''')^2 + x^2 (B''')^2]$	
$R_8 = - \int_0^{\infty} dx \cdot x^3 B A'$	
$R_9 = \int_0^{\infty} dx \cdot x \cdot B$	
$R_{10} = \int_0^{\infty} dx \cdot 2x^5 B [A^2 + x^2 B^2]$	
$R_{11} = \int_0^{\infty} dx \cdot e^{-x^2} \left[\sin(\gamma x) - \frac{1}{2} \sin(2\gamma x) + 3\gamma x - 3\gamma x \cos(\gamma x) \right]$	
$R_{12} = \int_0^{\infty} dx \cdot x \cdot e^{-3x^2} \left[\gamma x \sin(\gamma x) + \cos(\gamma x) \sin^2(\gamma x) \right]$	

и ширина распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ равна

$$\Gamma_{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-} = \frac{G^2 \lambda^3 \cdot 2 \cdot 10 \cdot 9}{L^2 \pi^3 m_K} (m_K^2 - m_\pi^2)^2 \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{m_K^2}} R_1^2(\xi) R_2^2(\xi). \quad /6/$$



a/



b/

Рис. 3

Амплитуды процессов $K \rightarrow 3\pi$, $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ определяются диаграммами, изображенными на рис. 4,5.

Следует отметить, что в процессах $K \rightarrow 3\pi$ вклад от диаграмм, учитывающих промежуточные резонансные состояния /рис. 4а/, имеет тот же порядок, что и вклад от нерезонансных диаграмм /рис. 4а, в/, а процесс $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в данном подходе идет только через резонансные состояния.

Общий вид амплитуд процессов $K \rightarrow 3\pi$ следующий:

$$T_{K \rightarrow 3\pi} = a_{K \rightarrow 3\pi} \left[1 - \frac{\sigma_{K \rightarrow 3\pi}}{m_\pi^2} (S_i - S_0) \right],$$

где

$$S_i = (p_K - p_{\pi_i})^2, \quad S_0 = \frac{1}{3}(S_1 + S_2 + S_3) = \frac{m_K^2}{3} + m_\pi^2.$$

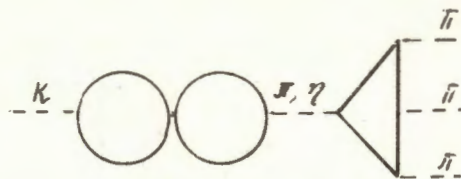
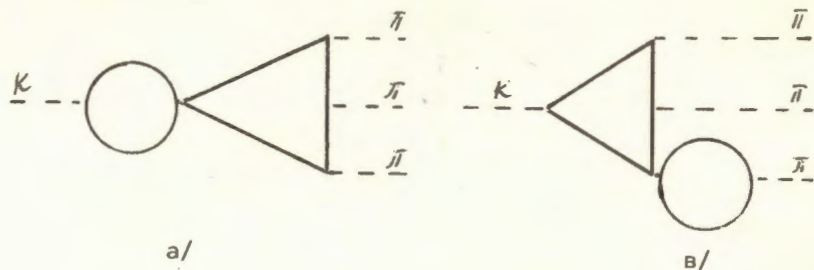


Рис. 4

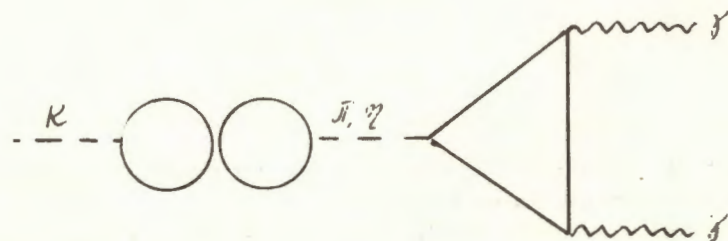


Рис. 5

Приведем явный вид характеристик процесса

$$a_{+-0} = -\sqrt{2} \cdot 2^7 \cdot G \cdot m_K^2 \lambda^2 D(\xi),$$

$$D(\xi) = R_1 [6(1 + \mu^2)R_3 + (1 + 3\mu^2)R_4] + \frac{72\lambda}{m_K^2 L^2} R_1^2,$$

/7/

$$\sigma_{+-0} = \frac{6\mu^2 [3R_2^2 - 2R_1 R_4]}{D}; \quad \mu = \frac{m_\pi}{m_K}. \quad /8/$$

Характеристики для других мод распада $K \rightarrow 3\pi$ связаны с /7/ и /8/ групповыми соотношениями /3/.

Пренебрегая энергетической зависимостью амплитуд и проводя разложение по величине $(m_K - 3m_\pi)$, для ширины распадов получим следующее выражение:

$$\Gamma_{K \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + \pi_3} = \frac{\sqrt{m_1 m_2 m_3} (m_K - m_1 - m_2 - m_3)^2}{2^7 \cdot \pi^2 (m_1 + m_2 + m_3)^{3/2} m_K} |a_{K \rightarrow 3\pi}|^2.$$

Ширины распадов $K \rightarrow 3\pi$ приведены в табл. 3, откуда видно, что они хорошо согласуются с экспериментом при тех же значениях параметров ξ , L , λ , что и в предыдущих рассмотрениях /1/.

Таблица 3
Вероятности распадов

Виды распадов	Теория	Эксперимент [7]
$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$2,61 \cdot 10^{-15}$ ГэВ	$2,3155 \cdot 10^{-15}$ ГэВ
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$5,14 \cdot 10^{-15}$ ГэВ	$5,061 \cdot 10^{-15}$ ГэВ
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	0	$1,1258 \cdot 10^{-17}$ ГэВ
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$4,86 \cdot 10^{-18}$ ГэВ	$2,7304 \cdot 10^{-18}$ ГэВ
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$2,62 \cdot 10^{-18}$ ГэВ	$1,5735 \cdot 10^{-18}$ ГэВ
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$4,26 \cdot 10^{-18}$ ГэВ	$2,9742 \cdot 10^{-18}$ ГэВ
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,34 \cdot 10^{-18}$ ГэВ	$9,205 \cdot 10^{-19}$ ГэВ
$K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma$	$26,42 \cdot 10^{-21}$ ГэВ	$6,22 \cdot 10^{-21}$ ГэВ

Что касается параметров наклона σ , то полученные нами значения в два раза больше экспериментальных и имеют противоположные знаки.

Причина столь резкого расхождения с экспериментом, по-видимому, заключается в том, что при выбранном нами лагранжиане сильного взаимодействия не удается правильно описать $\pi\pi$ -рассеяние.

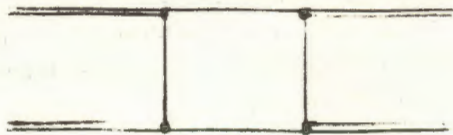


Рис. 6

Инвариантная амплитуда, соответствующая блоку, изображенному на рис. 6, оказывается константой:

$$A(s, t, u) = -6\pi\lambda^2,$$

а отношение длин рассеяния $\frac{a_D^0}{a_0^2} \cdot \frac{5}{2}$ отличается знаком от экспериментального.

Из рис. 4с видно, что блок $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ влияет на величины параметров наклона, так как именно он определяет энергетическое распределение π -мезонов в конечном состоянии в резонансных диаграммах.

Известно, что длины $\pi\pi$ -рассеяния могут быть описаны с помощью киральной группы $SU(2) \times SU(2)$. Поэтому одним из возможных способов решения нашей проблемы является изменение лагранжиана сильного взаимодействия таким образом, чтобы учесть киральную инвариантность. При этом, разумеется, все эффекты в данной модели нужно будет рассматривать заново, и такую работу мы рассчитываем провести в будущем.

Амплитуда и ширина распада $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ имеют следующий вид:

$$\langle \gamma\gamma | T | K_L^0 \rangle = e^2 G \lambda^{3/2} \frac{16 R_1^2}{\pi^3 L} \left[\frac{m_K^2}{m_\eta^2 - m_K^2} + \frac{3m_K^2}{m_\pi^2 - m_K^2} \right] \epsilon^{\mu\alpha\beta} e_1^\mu e_2^\nu k_1^\alpha k_2^\beta$$

$$\Gamma_{K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{a^2 \cdot 2^6 \lambda^3 G^2 R_1^4 m_K^3}{\pi^5 L^2} \left[\frac{m_K^2}{m_\eta^2 - m_K^2} + \frac{3m_K^2}{m_\pi^2 - m_K^2} \right]^2$$

$\Gamma_{K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma}$ при стандартных значениях параметров ξ , λ , L оказывается в четыре раза больше экспериментальной и является резко меняющейся функцией от параметра ξ .

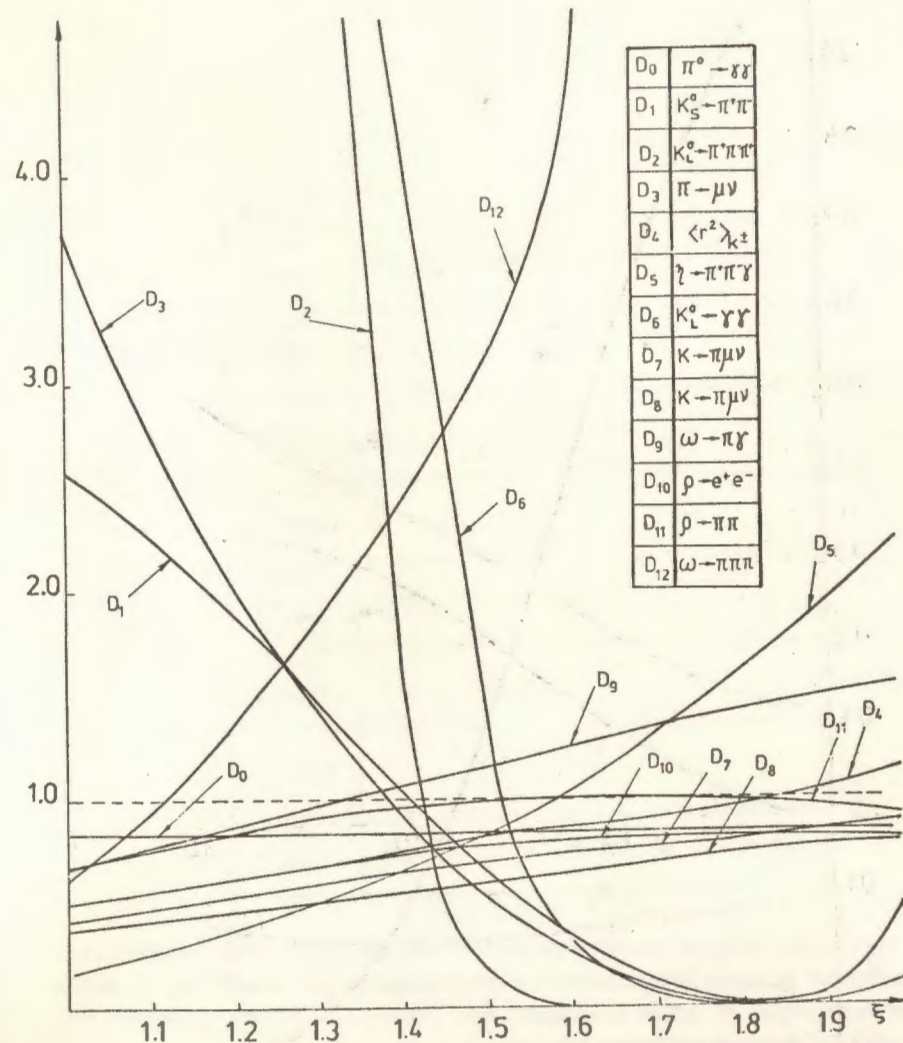


Рис. 7

4. Зависимость результатов от параметра ξ

Параметр ξ - единственный параметр модели, входящий нетривиальным образом в матричные элементы физических процессов. Остальные два параметра L и λ входят мульти-

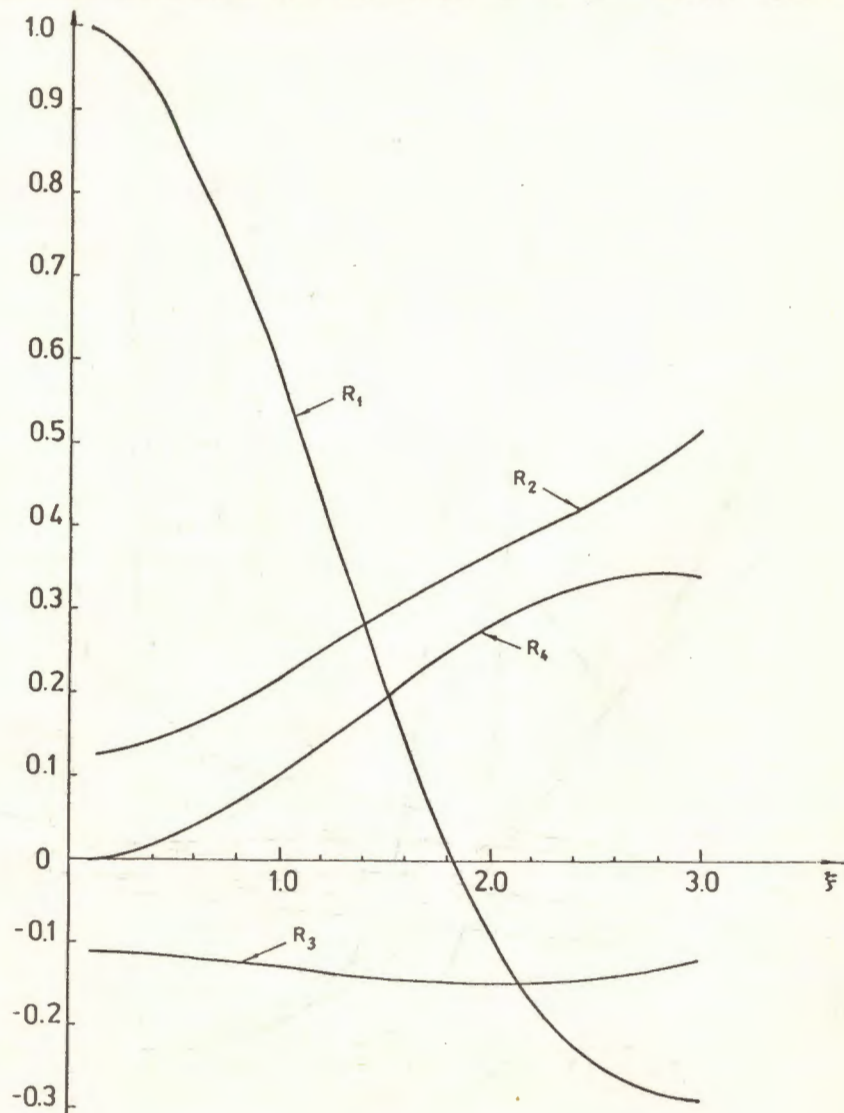


Рис. 8

Таблица 4

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_0 = \lambda L^2 \cdot 0.685$
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_1 = \lambda^3 L^{-2} \cdot 6.85 \cdot 10^5 R_1^2 \cdot R_2^2$
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$\frac{ R_{+-0}^{\text{теор}} ^2}{ R_{+-0}^{\text{эксп}} ^2}$	$\mathcal{D}_2 = \lambda^3 \cdot 3.662 \cdot 10^5 [R_1(0.472 R_3 + 1.236 R_4) + \lambda L^2 \cdot 251 R_5]^2$
$\pi \rightarrow \mu\nu$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_3 = \lambda L^2 \cdot 2.256 \cdot 10^2 R_4^2$
$\langle z^2 \rangle_{K^0}$	$\frac{\langle z^2 \rangle_{K^0}^{\text{теор}}}{\langle z^2 \rangle_{K^0}^{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_4 = \lambda L^2 \cdot 0.15 R_5$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_5 = \lambda^3 L^6 \cdot 2.3685 \cdot R_6^2$
$K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_6 = \lambda^3 L^{-2} \cdot 2.841 \cdot 10^6 \cdot R_1^2$
$K \rightarrow \gamma\mu\nu$	$\frac{\lambda_+^{\text{теор}}}{\lambda_+^{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_7 = \lambda L^2 \frac{0.01162 \cdot R_5}{[1 - \lambda L^2 \cdot 0.00312 R_7]}$
$K \rightarrow \gamma\pi\nu$	$\frac{z(c)^{\text{теор}}}{z(c)^{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_8 = \lambda L^2 \frac{0.1074 R_5}{[1 - \lambda L^2 \cdot 0.00312 R_7]}$
$\omega \rightarrow \pi\gamma$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_9 = \lambda^2 L^2 \cdot 0.353 \cdot 10^3 \cdot R_8^2$
$\rho \rightarrow e^+e^-$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_{10} = \lambda \cdot 21.739 \cdot R_9^2$
$\rho \rightarrow \pi\pi$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_{11} = \lambda^3 \cdot 7.961 \cdot 10^4 R_{10}^2$
$\omega \rightarrow \pi\pi\pi$	$\frac{\Gamma_{\text{теор}}}{\Gamma_{\text{эксп}}}$	$\mathcal{D}_{12} = 9.852 \cdot 10^7 [\lambda^2 L^2 \cdot 7099 \cdot R_{11} + \lambda^3 L^2 \cdot 1.95 \cdot 10^7 R_{12} R_{10}]^2$

пликативно. Для того, чтобы составить более полное представление о результатах, полученных в нелокальной модели кварков для мезонов низких энергий, мы приводим табл. 4, содержащую все рассчитанные к настоящему времени характеристики^{1/1} как

функции ξ . На рис. 7 приведены графики этих характеристик в зависимости от ξ .

Из рис. 7 видно, что характеристики сильных и электромагнитных распадов устойчивы к изменению ξ , в то время как характеристики слабых распадов быстро меняются в выбранном интервале.

При рассмотрении слабых взаимодействий появляется кварковая петля, характеризующаяся интегралом $R_1(\xi)$, который является быстро убывающей функцией ξ . Значение $R_1(\xi)$ при $\xi = 1,4$ /рис. 8/ примерно в четыре раза меньше его максимальной величины. Особенно сильно это обстоятельство сказывается на распаде $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$, ширина которого пропорциональна $R_1^4(\xi)$.

По этой причине может оказаться, что вклад следующего порядка в амплитуды слабых распадов сравним с вкладом первого неисчезающего порядка.

В заключение авторы выражают благодарность Г.В.Ефимову за полезные советы и критические замечания и С.Б.Герасимову за обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дубничкова А.З., Ефимов Г.В. ОИЯИ, E2-10371, Дубна, 1977. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ОИЯИ, P2-10740, E2-11065, Дубна, 1977. Иванов М.А., Охлопкова В.А. ОИЯИ, P4-12509, Дубна, 1979.
2. Marshak R.E., Riazuddin R.C.P. *Theory of Weak Interactions in Particle Physics*, N.Y., 1969.
3. Де Альфаро В. и др. Токи в физике адронов. "Мир", М., 1976.
4. Gell-Mann M., Oakes R.J., Renner B. *Phys.Rev.*, 1968, 175, 2195.
5. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н. ЯФ, 1979, 29/2/, с.475.
6. Flamm D., Kielanowski P., Guillen J.S. *Nuovo Cimento*, 1975, v.25V, p.16.
7. *Particle Data Group. Rev/Mod.Phys.*, 1976, 48(2).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1979 года.