

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

29/III-83

P2-83-420

Г.В.Ефимов, М.А.Иванов, Р.Х.Мурадов,
М.М.Соломонович

О НАРУШЕНИИ
ИЗОТОПИЧЕСКОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о природе нарушения изотопической симметрии имеет долгую историю и исследовался многими авторами^{/1-10/}. В настоящее время можно считать установленным, что экспериментально наблюдаемые нарушения $SU(2)$ -симметрии /разности масс адронов в изомультиплетах, распады $\eta \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow 2\pi$, переходы $\eta-\pi$, $\Sigma-\Lambda$ / не могут быть объяснены только электромагнитными взаимодействиями. Необходимо дополнительно предположить, что гамильтониан, описывающий сильные взаимодействия, не является $SU(2)$ -инвариантным. В различных феноменологических и полуфеноменологических моделях это предположение реализуется при помощи введения дополнительных параметров. В кварковых моделях таким параметром, в частности, является разница масс u - и d -кварков.

Расчет характеристик процессов, нарушающих изотопическую симметрию, и сравнение вкладов от сильного и электромагнитного взаимодействия представляют собой большую проблему, поскольку до сих пор отсутствует единая теория сильных и электромагнитных взаимодействий. Разности масс адронов в изомультиплетах и $\eta-\pi$, $\Sigma-\Lambda$ переходы рассматривались в рамках потенциальных моделей /модель составляющих кварков^{/3/}, MIT-мешок^{/4/} /. Входными параметрами являлись: разность масс u -, d -кварков и параметры, характеризующие электрическое и магнитное взаимодействия.

Распад $\eta \rightarrow 3\pi$ рассматривался с точки зрения нарушенной киральной симметрии^{/5/} методами алгебры токов на основе предположения о ненулевой разности масс u -, d -кварков. Амплитуда этого распада связывалась с амплитудой сильного распада $\eta' \rightarrow \eta \pi \pi$ через сильную аномалию^{/9/} с привлечением гипотезы о частичном сохранении $U(1)$ -тока^{/10/}. При большом нарушении

изоспиновой симметрии $\frac{m_u - m_d}{m_u + m_d} \sim 0,29$ достигалось согласие с

экспериментом. Аналогичные расчеты с привлечением нелинейных киральных лагранжианов были проведены в^{/8/}. Получены ширина распада и параметр наклона. Феноменологический анализ этого процесса в предположении, что распад проходит через ϵ - и ρ -резонансы, был сделан в^{/6/}.

В работе^{/7/} с помощью правила сумм КХД было рассмотрено $\rho-\omega$ смешивание с учетом электромагнитного взаимодействия. Оказалось, что вклад от "внутреннего" нарушения изоспиновой сим-



метрии $\frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \sim 0,2 \div 0,4$ в 10-15 раз превышает вклад от электромагнитного взаимодействия.

Таким образом, для описания процессов, связанных с нарушением изоспиновой симметрии, требуется большое количество предположений и гипотез, связанных с рассмотрением каждого конкретного процесса.

В данной работе проблема нарушения SU(2)-симметрии рассматривается в рамках виртон-кварковой модели /ВКМ/. Эта модель позволяет с единой точки зрения описывать сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия адронов при низких энергиях^{/11/}. Нами рассмотрены две возможности нарушения изотопической симметрии: за счет электромагнитного взаимодействия кварков и за счет различия параметров, характеризующих u- и d-кварки, которое имеет неэлектромагнитное происхождение.

Учет электромагнитных поправок в ВКМ приводит к ультрафиолетовым логарифмическим расходимостям, что связано с локальностью электромагнитного взаимодействия. Оказалось достаточным ввести один дополнительный параметр X, связанный с адронными вершинными частями и пропагатором кварка, перенормировкой которого можно сделать теорию конечной.

Неэлектромагнитное нарушение SU(2)-симметрии учитывается в нашем подходе феноменологически: вводятся различные добавки в параметры u- и s-кварков /два параметра/.

Возникающие три свободных параметра определяются путем фитирования экспериментальных данных процессов: параметра наклона и ширины распада $\eta \rightarrow 3\pi$, ширины распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$, амплитуд переходов $\eta - \pi$, $\Sigma - \Lambda$ и разности масс π^+ -и π^- -мезонов, которая имеет чисто электромагнитное происхождение. Следует отметить, что все остальные разницы масс адронов в изомультиплетах имеют неэлектромагнитное происхождение и поэтому принципиально не могут быть объяснены в ВКМ. Это связано с тем, что спектр масс адронов предполагается заданным с самого начала, а константы связи адронов с кварками определяются массами адронов через условие связности /см.^{/11/}/. Поэтому изменение констант связи в результате неэлектромагнитного нарушения SU(2) определяется самими массами адронов.

Предлагаемый подход позволяет не только с единой точки зрения описывать перечисленные выше процессы, но и последовательно отделять и сравнивать вклады электромагнитного и сильного взаимодействий.

Результаты расчетов приведены в табл.1. На основе полученных данных можно сделать вывод о том, что нарушение изотопической инвариантности имеет в основном неэлектромагнитную природу. Численные значения характеристик перечисленных процессов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Процесс	Наблюдаемая величина, единицы измерения	Эксперимент /17/	$d = \frac{\alpha}{4\pi} X = 0,0010 = \frac{\alpha}{\pi} (0,42)$ $\frac{\delta L}{L} = -0,0085 = \frac{\alpha}{\pi} (-4)$ $\frac{\delta \rho}{\rho} = 0,019 = \frac{\alpha}{\pi} (8)$	Вклад электромагнитного нарушения, %	X чисто электромагнитное нарушение
$m_{\pi^+} - m_{\pi^0}$ МэВ		4,6	4,6	100	0,42
$\eta \rightarrow 3\pi^0$ Г, эВ		250 \pm 36	220	6	7
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Г, эВ		200 \pm 28	150	6	7
σ_η		-0,21	-0,24	3	16
$\langle \eta/\pi \rangle$ МэВ ²		2960 \pm 360	4100	5	9
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ Г, кэВ		140 \pm 20	90	2	47
$\langle \Sigma/\Lambda \rangle$ МэВ		1,5 ^{/16/}	1,6	3	19

2. МЕХАНИЗМ НАРУШЕНИЯ SU(2)-СИММЕТРИИ

До сих пор в ВКМ предполагалось, что параметры в пропагаторах всех трех (u, d, s) кварков одни и те же. Дело в том, что теоретическая точность в ВКМ оценивается примерно в 20 ÷ 30%, поэтому небольшое различие в величине параметров трех кварков при вычислении амплитуд процессов в рамках SU(2)- и SU(3)-симметрии не является существенным.

Каковы источники нарушения SU(2)-симметрии? Во-первых, оно вызывается электромагнитными взаимодействиями кварков. Во-вторых, оно может быть вызвано более глубокими причинами, связанными с разницей масс кварков и обусловленными сильными взаимодействиями, природа которых в настоящее время далеко еще не ясна. Будем называть это нарушение неэлектромагнитным.

Рассмотрим сначала нарушение SU(2)-симметрии, возникающее за счет лишь электромагнитного взаимодействия. В точной SU(3)-симметрии пропагатор i-кварка имеет вид

$$G_i(\hat{p}) = \frac{1}{M_i} \exp \left\{ \hat{p} + \frac{L_i^2}{4} p^2 \right\},$$

/2.1/

где $i = u, d, s$, $\ell_i = \ell$, $L_i = L$ и $M_i = M$, причем в случае $SU(3)$ - инвариантных сильных взаимодействий можно выбрать $M = \frac{1}{L}$. Адроны связаны с кварками при помощи вершин:

$$J_h(x) = g_h(q(x)\lambda_h\Gamma_h q(x)), \quad /2.2/$$

где g_h - константа связи, λ_h и Γ_h - соответственно $SU(3)$ и дираковские матрицы, определяющие связь адрона h с кварками.

Вычисление эффектов нарушения $SU(2)$ -симметрии сводится к учету внутренних фотонных линий в диаграммах, описывающих "сильные" процессы. Описание электромагнитных взаимодействий кварков в ВКМ дано в ^{/11/}. Однако в силу локальности электромагнитных взаимодействий в диаграммах с внутренними фотонными линиями возникают ультрафиолетовые расходимости. В низшем порядке по $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ имеется два типа неприводимых расходящихся диаграмм. Это, во-первых, радиационные добавки в функцию Грина кварка /рис.1а/ и, во-вторых, радиационные добавки в адронные вершины /рис.1б/.

При вычислениях расходящихся диаграмм использовалась аналитическая регуляризация фотонного пропагатора:

$$\frac{1}{-k^2 - i0} \rightarrow \frac{\mu^{2\omega}}{(-k^2 - i0)^{1+\omega}}, \quad /2.3/$$

где $0 < \omega < 1$, μ - некоторый произвольный параметр размерности массы.

Расчет диаграмм, показанных на рис.1а,б, проводился стандартными методами /см. ^{/11/} /; в результате получено:

$$\delta G(\hat{p}) = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 \left[1 + \frac{3}{2} \ell \hat{p} + \frac{3}{4} L^2 p^2 \right] \frac{1}{\omega} + \delta G_{\text{конечн.}}(\hat{p}), \quad /2.4/$$

$$\delta G_{\text{конечн.}}(\hat{p}) = \frac{\alpha}{\pi} Q^2 \left[\ln \frac{\mu^2 L^2}{4} \left(1 + \frac{3}{2} \ell \hat{p} + \frac{3}{4} L^2 p^2 \right) G(\hat{p}) + R(\hat{p}) \right],$$

$$\delta \Lambda_h(p_1, p_2) = \frac{\alpha}{\pi} G(\hat{p}_1) \bar{\lambda}_h \bar{\Gamma}_h G(\hat{p}_2) \frac{1}{\omega} + \delta \Lambda_{\text{конечн.}}(p_1, p_2), \quad /2.5/$$

$$\delta \Lambda_{\text{конечн.}}(p_1, p_2) = \frac{\alpha}{\pi} G(\hat{p}_1) \bar{\lambda}_h \bar{\Gamma}_h G(\hat{p}_2) \ln \frac{\mu^2 L^2}{4} + S(p_1, p_2).$$

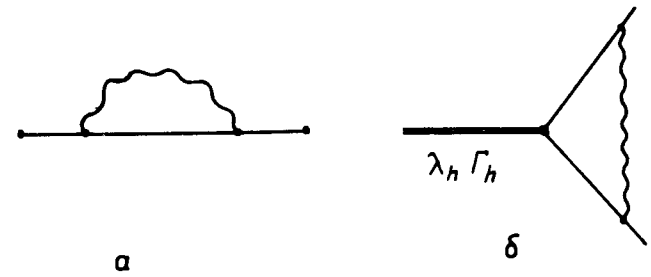


Рис. 1

Здесь введены следующие обозначения:

$$Q = \text{diag} \left(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3} \right),$$

$$\bar{\lambda}_h = Q \lambda_h Q, \quad /2.6/$$

$$\bar{\Gamma}_h = \frac{1}{16} \gamma_\alpha \gamma_\beta \Gamma_h \gamma_\beta \gamma_\alpha.$$

Функции $R(\hat{p})$ и $S(p_1, p_2)$ представляют собой конечные добавки и могут быть вычислены. Их явный вид достаточно громоздок, и мы не будем приводить соответствующие формулы. Существенно лишь то, что при $p^2 \rightarrow \infty$

$$S(p, p) \rightarrow \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{p^4} \int \left(\frac{dk}{2\pi} \right)^4 \frac{1}{i} \frac{1}{(p-k)^2} \hat{p} \gamma_\alpha G(\hat{k}) \Gamma G(\hat{k}) \gamma_\alpha \hat{p}.$$

Такое поведение приводит к появлению полюса $\frac{1}{\omega}$ в диаграммах типа приведенных на рис.2в.

Из /2.4/ и /2.5/ следует, что для устранения расходимостей в пропагаторе кварка и вершинных частях достаточно ввести один перенормировочный параметр χ , так что после перенормировки добавки в пропагатор кварка и адронные вершины выглядят следующим образом:

$$G(p) \rightarrow G(p) \left[1 + Q^2 \frac{\alpha}{\pi} \chi \left(1 + \frac{3}{2} \ell p + \frac{3}{4} L^2 p^2 \right) \right] + \delta G_{\text{конечн.}}, \quad /2.7/$$

$$g_h \lambda_h \Gamma \rightarrow g_h (\lambda_h \Gamma_h + \frac{\alpha}{\pi} \chi \bar{\lambda}_h \bar{\Gamma}_h) + G^{-1} \delta \Lambda_{\text{конечн.}} G^{-1}.$$

Оказывается, что в результате такой перенормировки все диаграммы порядка e^2 становятся конечными.

Таким образом, нарушение $SU(2)$ -симметрии за счет электромагнитных взаимодействий определяется только параметром χ .

Параметр μ^2 играет роль точки вычитания и может быть выбран произвольным образом. Мы выберем его из условия, чтобы радиационная добавка в разность масс π^+ - и π^0 -мезонов точно равнялась нулю. Тогда разность $m_{\pi^+} - m_{\pi^0}$ будет определяться только параметром χ .

Рассмотрим теперь неэлектромагнитное нарушение $SU(2)$ -симметрии. Во-первых, заметим, что в ВКМ массы адронов предполагаются заданными, а константы связи g_h вычисляются из условия связности. Поэтому изменение констант связи в результате неэлектромагнитного нарушения $SU(2)$ и $SU(3)$ определяется самими массами адронов. Другими словами, разности масс неэлектромагнитного нарушения $SU(2)$ в ВКМ принципиально нельзя рассчитать. Во-вторых, процессы с нарушением $SU(2)$ -симметрии определяются нарушающими $SU(2)$ неэлектромагнитными добавками в параметры кварковых пропагаторов. Это неэлектромагнитное нарушение мы учтем, вводя добавки к параметрам M_i , ρ_i , L_i ($i = u, d$) в пропагаторах кварков /2.1/.

Окончательно, пропагаторы u - и d -кварков с учетом электромагнитного и неэлектромагнитного нарушений $SU(2)$ выберем в следующей форме:

$$G_u(\hat{p}) = L \exp\left\{i\frac{a}{\pi}\hat{p} + \frac{L^2}{4}p^2\right\}, \quad /2.8/$$

$$G_d(\hat{p}) = \left[1 + (r + s\hat{p} + v\frac{L^2}{2}p^2)\right] G_u(\hat{p}),$$

где

$$r = \frac{\delta(1/M)}{1/M} = \left(\frac{\delta L}{L}\right)_h + \frac{a}{\pi} \frac{4}{3}\chi,$$

$$v = \frac{\delta L}{L} = \left(\frac{\delta L}{L}\right)_h + \frac{a}{\pi} \chi, \quad /2.9/$$

$$s = \frac{\delta \rho}{\rho} = \left(\frac{\delta \rho}{\rho}\right)_h + \frac{a}{\pi} \chi.$$

Здесь мы положили $(\delta M)_h = -(\delta L)_h$, поскольку в сильных взаимодействиях $1/M = L$.

Для простоты будем считать, что $G_s(\hat{p}) = G_u(\hat{p})$, поскольку ниже мы будем интересоваться только $SU(2)$ -нарушением, а разница между параметрами s - и d -кварков дает лишь малые поправки к амплитудам рассматриваемых процессов.

Таким образом, нарушение $SU(2)$ -симметрии определяется тремя параметрами: r , v и s , которые должны быть найдены или на основе более фундаментальной теории, или путем фитирования по экспериментальным данным. Формулы /2.8/ и /2.9/ позволяют выделить вклад чисто электромагнитного взаимодействия в нарушение $SU(2)$ -симметрии.

Программа расчетов физических процессов состоит в следующем. Во всех диаграммах, соответствующих данным процессам, будем использовать пропагаторы в виде /2.8/, считая параметры r , v , s независимыми свободными параметрами, которые определяются путем фитирования по экспериментальным данным. Кроме того, появляются диаграммы с модифицированной вершиной /2.7/, которую удобно описывать с помощью параметра $d = \frac{a}{\pi}\chi$. После того, как найдены численные значения параметров r , v , s , формулы /2.9/ позволяют определить относительный вклад сильного и электромагнитного нарушения изотопической симметрии. Расчеты физических процессов приведены в следующем разделе, а их результаты - в табл.1. Видно, что вклад электромагнитного взаимодействия в изменение параметров кварков составляет примерно 10% от неэлектромагнитного нарушения, а вклад в амплитуды соответственно составляет $2 \div 6\%$.

Были проведены расчеты всех перечисленных процессов с учетом только электромагнитного нарушения. Параметр χ определялся для каждого процесса в отдельности. Как видно из последнего столбца табл.1, полученные значения для различных процессов резко различаются между собой. Этот факт свидетельствует о том, что нельзя объяснить нарушение изотопической инвариантности с помощью одного электромагнитного взаимодействия.

3. РАСЧЕТЫ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ИДУЩИХ ЗА СЧЕТ НАРУШЕНИЯ $SU(2)$ -СИММЕТРИИ

Рассмотрим разность масс π^+ -, π^0 -мезонов, переходы $\eta \rightarrow \pi$, $\Sigma \rightarrow \Lambda$ и распады $\eta \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow 2\pi$. Соответствующие диаграммы изображены на рис.2-6. Инвариантные матричные элементы перечисленных процессов выражаются через интегралы, соответствующие диаграммам рис.3:

$$I^{ij} = \int \left(\frac{dk}{2\pi}\right)^4 \frac{1}{i} \text{Sp} [G_i(\hat{k}) \gamma_5 G_j(\hat{k} + \hat{p}) \gamma_5],$$

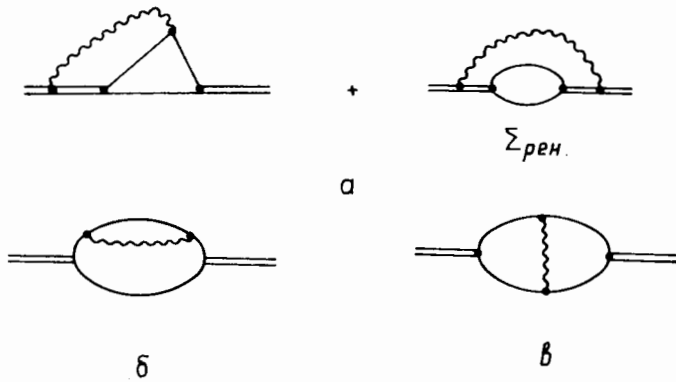


Рис. 2

$$\Gamma_{\mu\nu}^{ij} = f \left(\frac{dk}{2\pi} \right)^4 \frac{1}{i} \text{Sp} [G_i(\hat{k}) \gamma_\mu G_j(\hat{k} + \hat{p}) \gamma_\nu],$$

$$\Gamma^{ijk} = f \left(\frac{dk}{2\pi} \right)^4 \frac{1}{i} \text{Sp} [G_i(\hat{k} - \hat{q}_1) \gamma_5 G_j(\hat{k}) \gamma_5 G_k(\hat{k} + \hat{q}_2)],$$

$$\Gamma_{\mu}^{ijk} = f \left(\frac{dk}{2\pi} \right)^4 \frac{1}{i} \text{Sp} [\gamma_\mu G_i(\hat{k} - \hat{q}_1) \gamma_5 G_j(\hat{k}) \gamma_5 G_k(\hat{k} + \hat{q}_2)].$$

Интегралы такого типа вычисляются в пренебрежении внешними импульсами, что соответствует разложению по параметру $\frac{m_h L}{2}$,

где m_h - масса мезона. Явный вид встречающихся интегралов приведен в табл.2. Структурные интегралы $R_i(\xi) / i = 1, \dots, 13/$ и их численные значения представлены в табл.3.

Разность масс π^+ -и π^0 -мезонов

Разность масс π^+ -и π^0 -мезонов определяется только электромагнитным взаимодействием. Соответствующие диаграммы изображены на рис.2. Вклад за счет модификации пропагатора /2.8/ пропорционален квадрату величины нарушающих параметров, поэтому мы не будем его учитывать. Оказывается, что при нулевых внешних импульсах мезонов в силу тождества Уорда диаграммы рис.2а взаимно сокращаются. Вклад от диаграммы рис.2б одинаковый для π^+ - и π^0 -мезонов. Поэтому разность масс $m_{\pi^+}^2 - m_{\pi^0}^2$ целиком определяется диаграммой рис.2а и записывается в виде

$$m_{\pi^+}^2 - m_{\pi^0}^2 = 2X \frac{a}{\pi} \left(\frac{e h}{4\pi} \right)^2 \frac{48}{L^2} \int \frac{d^4 k}{\pi^2 i} \text{Sp} [G(\hat{k}) \gamma_5 G(\hat{k}) \gamma_5] \times \\ \times [\text{Sp} \lambda^3 Q \lambda^3 Q - \text{Sp} \lambda^+ Q \lambda^- Q] = d \cdot \frac{96 \lambda_p}{L^2}.$$

$\eta - \pi$ переход

Этот переход определяется диаграммой, показанной на рис.3а. Расчет дает

$$M(\eta - \pi) = -48 \lambda_p c_\eta L^{-2} \left\{ \frac{1}{3} d - r + 2v \right\},$$

где

$$\lambda_p = 0,13; L = 3,12 \text{ ГэВ}^{-1}; c_\eta = \frac{\cos\theta - \sqrt{2} \sin\theta}{\sqrt{3}} \Big|_{\theta = -11^\circ} = 0,72.$$

Распады $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Распад $\eta \rightarrow 3\pi^0$ описывается слабосвязанными диаграммами с промежуточными скалярными и векторными частицами /рис.4,5/. Диаграммы с кварковыми четырехугольниками сокращаются с соответствующими диаграммами с промежуточными σ -частицами. Инвариантную амплитуду удобно представить в виде

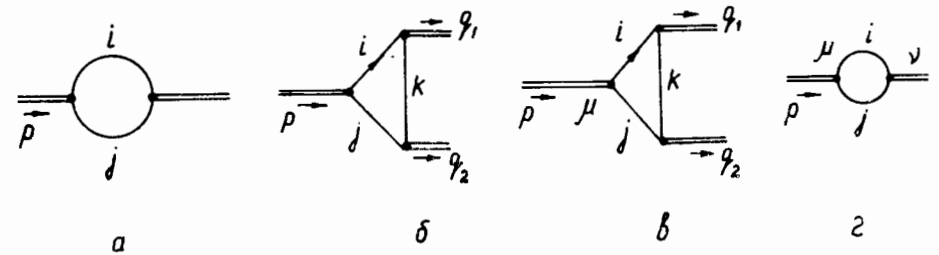


Рис. 3

Таблица 2

$I^{11} - I^{22}$	$\frac{4}{\pi^2 L^2} [-\gamma(2R_1) + 4\delta(R_2)]$
$I^{121} - I^{212}$	$\frac{4}{\pi^2 L} [-\gamma(R_3) + \delta(2R_4) + S(3R_5)]$
$I^{112} - I^{122}$	$\frac{4}{\pi^2 L} [-\gamma(R_3) + \delta(2R_4) - S(R_5)]$
$I^{111} - I^{222}$	$\frac{4}{\pi^2 L} [-\gamma(3R_3) + \delta(6R_4) + S(R_5)]$
$\int_{\mu}^{211}(\varrho_1, \varrho_2) + \int_{\mu}^{221}(\varrho_2, \varrho_1)$	$(\varrho_1 - \varrho_2)_{\mu} \frac{4}{\pi^2} [\gamma(R_6) + \delta(R_7) + S(R_8)]$
$I_{\mu\nu}^{11} - I_{\mu\nu}^{22}$	$g_{\mu\nu} \frac{4}{\pi^2 L^2} [-\gamma(R_9) + \delta(2R_{10}) + S(R_{11})]$
$\int_{\mu}^{121}(\varrho_1, \varrho_2) + \int_{\mu}^{212}(\varrho_2, \varrho_1)$	$(\varrho_1 - \varrho_2)_{\mu} \frac{4}{\pi^2} [\gamma(R_6) - \delta(2R_{12}) - S(R_{13})]$

Таблица 3

	Структурные интегралы	Значение при $\xi = 1, 4$
R_1	$\int_0^{\infty} du u (A^2 + uB^2)$	0,25
R_2	$\int_0^{\infty} du u^2 (A^2 + uB^2)$	0,25
R_3	$\int_0^{\infty} du u A (A^2 + uB^2)$	0,049
R_4	$\int_0^{\infty} du u^2 A (A^2 + uB^2)$	0,016
R_5	$\xi \int_0^{\infty} du u^2 B (A^2 + uB^2)$	0,025
R_6	$\int_0^{\infty} du u [B(A^2 + \frac{1}{2}uB^2) - uAA'B + \frac{1}{2}uB'(A^2 - uB^2)]$	0,15
R_7	$\int_0^{\infty} du u^3 [B^3 + 2AA'B - B'(A^2 - uB^2)]$	-0,039
R_8	$\xi \int_0^{\infty} du u [A(A^2 + \frac{3}{2}uB^2) + u^2ABB' + \frac{1}{2}uA'(A^2 - uB^2)]$	0,094
R_9	$\int_0^{\infty} du u (A^2 + \frac{1}{2}uB^2)$	0,15
R_{10}	$\int_0^{\infty} du u^2 (A^2 + \frac{1}{2}uB^2)$	0,15
R_{11}	$\frac{1}{2} \xi \int_0^{\infty} du u^2 AB$	0,011
R_{12}	$\int_0^{\infty} du u^2 [2A^2B + \frac{3}{2}uB^3 - \frac{1}{2}B'(A^2 - uB^2) - AA'B]$	0,054
R_{13}	$\xi \int_0^{\infty} du u [\frac{5}{2}uAB^2 + A^3 + 3u^2ABB' + \frac{3}{2}uA'(A^2 - uB^2)]$	0,14

$$A = \cos \xi \sqrt{u} \cdot e^{-u}, \quad B = \frac{\sin \xi \sqrt{u}}{\sqrt{u}} \cdot e^{-u}$$

$$M(\eta \rightarrow 3\pi^0) = \sqrt{\frac{3}{2}} [A_\epsilon^{000} + A_\delta^{000}] ,$$

$$M(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = [A_\epsilon^{+-0} + A_\delta^{+-0} + A_\rho^{+-0}] .$$

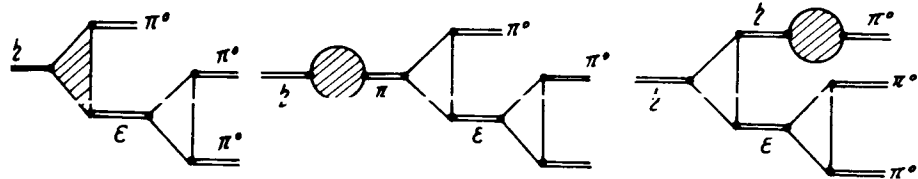
В диаграммах рис. 4, 5 заштрихованы кварковые блоки, описывающие переходы с нарушением SU(2)-симметрии. Для этих блоков мы приведем явные выражения:

$$M(\epsilon \rightarrow \eta\pi^0) = k_S c_\eta \{ dR_3 - 3rR_3 + 6vR_4 + sR_5 \} \equiv G_{\epsilon\eta\pi^0} ;$$

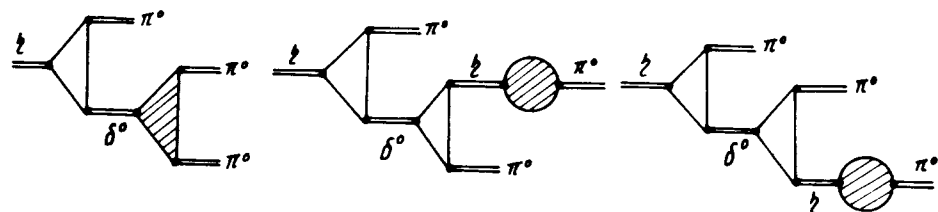
$$M(\delta^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) \equiv G_{\delta^0\pi^0\pi^0} = \frac{1}{c_\eta} G_{\epsilon\eta\pi^0} ;$$

$$M(\delta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = k_S \left\{ \frac{1}{3} dR_3 - rR_3 + 2vR_4 + 3sR_5 \right\} \equiv G_{\delta^0\pi^+\pi^-} ;$$

$$M(\delta^- \rightarrow \pi^-\pi^0) = k_S \left\{ \frac{1}{3} dR_3 - rR_3 + 2vR_4 - sR_5 \right\} \equiv G_{\delta^-\pi^-\pi^0} .$$



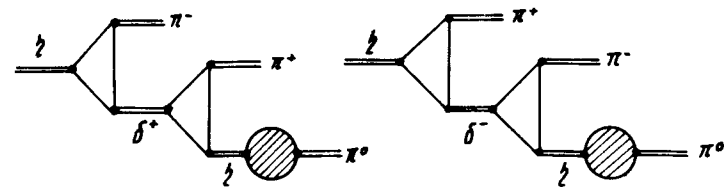
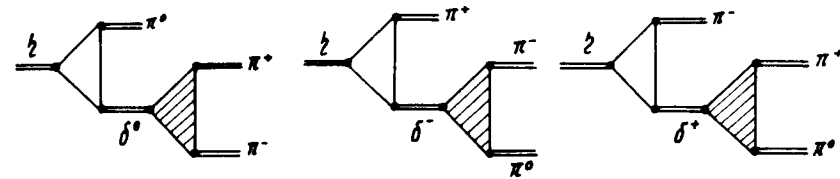
A_ϵ^{000}



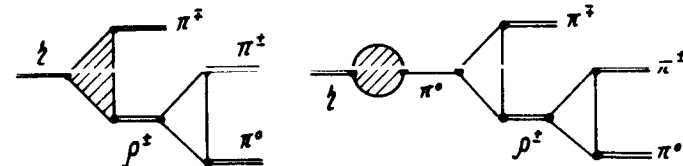
A_δ^{000}

Рис. 4

$$A_\epsilon^{+-0} = A_\epsilon^{000}$$



A_δ^{+-0}



A_ρ^{+-0}

Рис. 5

Здесь

$$k_S = \sqrt{\lambda_S} \lambda_P \frac{3 \cdot 2^8 \pi}{L\sqrt{2}} .$$

В силу соотношения

$$G_{\delta^0\pi^+\pi^-} + G_{\delta^+\pi^+\pi^0} + G_{\delta^-\pi^-\pi^0} = G_{\delta^0\pi^0\pi^0}$$

можно считать $A_{\delta}^{+-0} = A_{\delta}^{\circ\circ\circ}$,

$$M^{\mu}(\rho^{+} \rightarrow \pi^{+} \eta) = G_{\rho^{+} \pi^{+} \eta}^{\Delta} (p_{\pi} - p_{\eta})^{\mu},$$

где

$$G_{\rho^{+} \pi^{+} \eta}^{\Delta} = \lambda_P^{3/2} \frac{3 \cdot 2^7 \pi}{\sqrt{2}} \cdot \left\{ \frac{1}{3} dR_6 + rR_6 + vR_7 + sR_8 \right\}.$$

Амплитуда распада $\eta \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}$ может быть представлена в виде

$$A^{+-0} = A [1 - \sigma_{\eta}(s - s_0)].$$

Здесь

$$A = A_{\epsilon}^{+-0} + A_{\delta}^{+-0},$$

$$s = (p - p_0)^2, \quad s_0 = \frac{1}{3}(m_{\eta}^2 + 3m_{\pi}^2).$$

Параметр наклона равен

$$\sigma_{\eta} = \frac{3G_{\rho\pi\pi} G_{\eta\pi\rho} m_{\pi}^2}{A(m_{\rho}^2 - s_0)},$$

где

$$G_{\eta\pi\rho} = G_{\eta\pi\rho}^{\Delta} + \frac{G_{\eta\pi}}{m_{\pi}^2 - m_{\eta}^2} G_{\pi\rho\rho}.$$

Выражения и численные значения для сильных кварковых блоков приведены в [11]. При вычислении фазового интеграла значение инвариантной переменной s выбиралось равной s_0 . В этом приближении имеем

$$\Gamma(\eta \rightarrow 3\pi^{\circ}) = \frac{3}{2} \Gamma(\eta \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}),$$

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}) = |A|^2 \frac{m_{\eta}}{(16\pi)^3} \int_1^2 dx \sqrt{\frac{(x-1)(6-x)(2-x)}{x}}.$$

Численное значение для ширины распада сильно зависит от массы ϵ -мезона. Наиболее удовлетворительное согласие получается при $m_{\epsilon} = 770$ МэВ. Указания на существование такого мезона имеются как в теоретических, так и в экспериментальных работах [12-15].

Распад $\omega \rightarrow \pi^{+} \pi^{-}$

Амплитуда $\omega - \rho$ перехода /рис.6/ записывается в виде

$$M_{\mu\nu}(\omega - \rho) = g_{\mu\nu} G_{\omega\rho},$$

$$G_{\omega\rho} = \frac{192\lambda_P}{L^2} \left\{ \frac{d}{12} R_9 - rR_9 + 2vR_{10} + sR_{11} \right\}.$$

Соответственно вклад от резонансной диаграммы рис.6 равен

$$M_{\text{рез}}(\omega \rightarrow \pi^{+} \pi^{-}) = \frac{iG_{\omega\rho}}{m_{\rho} \Gamma_{\rho}} G_{\rho\pi\pi} \epsilon_{\omega}^{\mu} (p_{+} - p_{-})_{\mu}.$$

Вклад от треугольной диаграммы рис.6

$$M_{\Delta}(\omega \rightarrow \pi^{+} \pi^{-}) = G_{\omega\pi\pi}^{\Delta} \epsilon_{\omega}^{\mu} (p_{+} - p_{-})_{\mu},$$

где

$$G_{\omega\pi\pi}^{\Delta} = \frac{3 \cdot 2^7 \cdot \lambda_P \sqrt{\lambda} \sqrt{v\pi}}{\sqrt{2}} \left\{ -\frac{d}{12} R_6 + rR_6 - 2vR_{12} - sR_{13} \right\},$$

при численных значениях параметров, приведенных в табл.1, оказывается примерно на порядок меньше вклада от резонансной диаграммы.

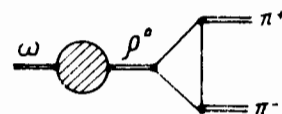


Рис. 6

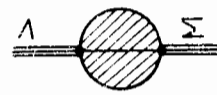
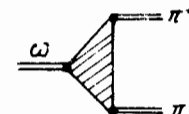


Рис. 7

$\Sigma - \Lambda$ переход

Этот переход определяется диаграммой рис.7:

$$M(\Sigma - \Lambda) = \sqrt{48\lambda_{\Sigma}\lambda_{\Lambda}} \frac{6^4}{M_{\Sigma} L^2} \left\{ -\frac{d}{3} R_{14} + sR_{15} \right\},$$

где $\lambda_{\Sigma}, \lambda_{\Lambda}$ - соответствующие барионные константы связи. Структурные интегралы R_{14} и R_{15} вычислялись так же, как и в работе [18]. Их численные значения равны $R_{14} = 0,038$; $R_{15} = -0,081$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фелд Б. Модели элементарных частиц. "Мир", М., 1971.
2. Де Альфаро В. и др. Токи в физике адронов. "Мир", М., 1976.
3. Isgur N. Phys.Rev., 1980, D21, p. 779.
4. Bickerstaff R.P., Thomas A.W. Phys.Rev., 1982, D25, p.1869.
5. Milton K.A. et al. Phys.Rev., 1980, D22, p. 1124.
6. Amel'ter L.I., Bramon A. Phys.Rev., 1980, D24, p. 1325.
7. Shifman M.A. et al. Nucl.Phys., 1979, B147, p. 519.
8. Волков М.К. ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 1070.
9. Gross D.J., Treiman S.B., Wilczek F. Phys.Rev., 1979, D19, p. 2188.
10. Weinberg S. Phys.Rev., 1975, D11, p. 3583.
11. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, с. 1219.
12. Biswas N.N. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p. 1378.
13. Donohue J.T., Leroyer Y. Nucl.Phys., 1979, B158, p. 123.
14. Daum C. et al. Nucl.Phys., 1981, B182, p. 269.
15. Bellini G. et al. JINR, E1-82-488, Dubna, 1982.
16. Dalitz R., von Hippel F. Phys.Lett., 1964, 10, p. 153.
17. Particle Data Group, 1982.
18. Динейхан М., Ефимов Г.В., Лобанов Ю.Ю. ЯФ, 1980, 32, с. 183.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июня 1983 года.

Ефимов Г.В. и др.

P2-83-420

О нарушении изотопической инвариантности

Исследован вопрос о природе нарушения изотопической инвариантности в рамках виртон-кварковой модели. Рассмотрены два способа ее нарушения: за счет электромагнитного взаимодействия и за счет "сильного" изменения параметров u - , d -кварков. Вычислены разность масс π^+ -и π^0 -мезонов, ширины распадов $\eta \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow 2\pi$, величины переходов $\eta - \pi$, $\Sigma - \Lambda$. Показано, что вклад электромагнитного взаимодействия мал по сравнению с вкладом "сильного" нарушения. Численные значения физических характеристик находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Efimov G.V. et al.

P2-83-420

About Isospin Violation

The question about the nature of isospin violation is considered in the framework of virton-quark model. Two ways of isospin violation are discussed: at the expense of electromagnetic interaction and owing to "strong" u - d quark parameter difference. The $\pi^+ - \pi^0$ mass difference, widths of $\eta \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow 2\pi$ decays and constants of $\eta - \pi$, $\Sigma - \Lambda$ mixing are calculated. It is shown that the contribution from electromagnetic interaction is less than from the "strong" one. The values of physical characteristics are in good agreement with the experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой