ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-86-330

М.К.Волков, А.Н.Иванов[1], Х.Райнхардт[2], Д.Эберт[3]

КИРАЛЬНЫЕ АНОМАЛИИ, НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕМЫ И ФОРМФАКТОР **VPP**-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Направлено в журнал "Physics Letters B"

[1] Ленинградский политехнический институт
[2] Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР
[3] Институт физики высоких энергий, Берлин-Цойтен, ГДР

1986

Эффективные киральные лагранжианы (ЭКЛ) хорошо описывают низкоэнергетические взаимодействия адронов [1]. ЭКЛ представляют собой лагранжеву форму реализации приближенной киральной симметрии квантовой хромодинамики (КХД). Использование ЭКЛ для описания взаимодействия адронов при низких энергиях позволяет глубже понять низкоэнергетические теоремы и другие результаты алгебры токов и гипотезы ЧСАТ.

В настоящей работе мы обсуждаем в рамках ЭКЛ низкоэнергетическую теорему [2]:

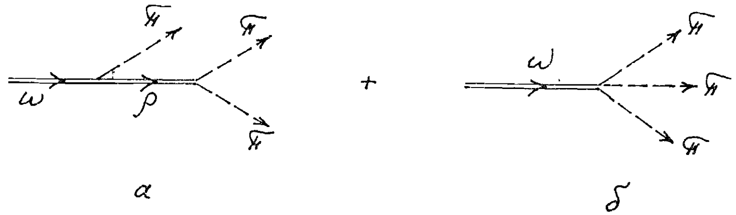
$$e A^{3\pi} = A^{\pi}/F_\pi^2 = -\alpha/\pi F_\pi^3 \quad \left(\alpha = e^2/4\pi = 1/137,\ F_\pi = 93\ \text{МэВ}\right). \tag{I}$$

Здесь $A^{3\pi}$ и A^{π} -инвариантные амплитуды процессов $\gamma \to 3\pi$ и $\pi^0 \to 2\gamma$, вычисленные при нулевых 4-импульсах частиц.

Сформулируем проблему. Используя векторную доминантность, амплитуду A^{π} можно выразить через константу сильного $\omega\rho\pi$-взаимодействия. В свою очередь, амплитуду $A^{3\pi}$ с помощью векторной доминантности можно связать с амплитудой распада $\omega \to 3\pi$. Поскольку векторная доминантность является хорошим приближением при описании низкоэнергетических взаимодействий адронов, то следует ожидать, что амплитуды A^{π} и $A^{3\pi}$, выраженные через параметры сильного взаимодействия мезонов, будут удовлетворять соотношению (I). Однако в работах [3] сделано утверждение, что амплитуда $A^{3\pi}$, выраженная через амплитуду распада $\omega \to 3\pi$, не удовлетворяет низкоэнергетической теореме (I).

Если не подвергать сомнению векторную доминантность, то возможной причиной нарушения низкоэнергетической теоремы (I) может быть неудовлетворительное описание в [3] вершин сильного взаимодействия при вычислении амплитуды распада $\omega \to 3\pi$. Последовательный способ описания вершин сильного взаимодействия в ЭКЛ предлагает киральная модель кварковых петель (КМКП) [4,5]. Согласно КМКП, вершины низкоэнергетического взаимодействия в ЭКЛ определены однопетлевыми кварковыми диаграммами. При этом все константы сильного низкоэнергетического взаимодействия мезонов могут быть выражены только через три параметра: параметр обрезания Λ = 1250 МэВ и массы составляющих кварков $m_u = m_d$ = 280 МэВ и m_s = 460 МэВ.

Рассмотрим амплитуду распада $\omega \to 3\pi$, используя для описания вершин сильного низкоэнергетического взаимодействия КМКП. Амплитуда распада $\omega \to 3\pi$ определена в ЭКЛ совокупностью древесных диаграмм – полюсных и контактных (см. рис.). Полюсные диаграммы обусловлены обменом виртуальным ρ -мезоном.



Древесные диаграммы, определяющие амплитуду распада $\omega \to 3\pi$.

Диаграммы включают три вершины: $\omega\rho\pi$, $\omega 3\pi$ и $\rho\pi\pi$. Согласно КМКП, вершины $\omega\rho\pi$ и $\omega 3\pi$ можно описывать эффективным лагранжианом Весса-Зумино[6]

$$\mathcal{L}_{WZ} = \frac{1}{4} G_{\omega\rho\pi}\, \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \omega_{\mu\nu} \rho^{a}_{\alpha\beta} \pi^{a} + \frac{i}{6} G_{\omega}\, \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \omega_{\mu} \times \varepsilon^{abc} \partial_\nu \pi^a \partial_\alpha \pi^b \partial_\beta \pi^c + \ldots \qquad (2)$$

Здесь $G_{\omega\rho\pi} = -N_c g_\rho^2 / 8\pi^2 F_\pi$ и $G_\omega = -N_c g_\rho / 4\pi^2 F_\pi^3$, где g_ρ – константа распада $\rho \to \pi\pi$ $(\alpha_\rho = g_\rho^2/4\pi = 3)$, N_c = 3 – число "цветов"$^+$. Отметим, что эффективный лагранжиан Весса-Зумино (2) обусловлен аномалиями кварковых диаграмм, имеющими топологическую природу[7].

Вершина сильного $\rho \to \pi\pi$ -взаимодействия в ЭКЛ обусловлена, согласно КМКП, однопетлевой кварковой диаграммой $\rho \to \pi\pi$. Расходящаяся часть кварковой диаграммы определяет константу $\rho \to \pi\pi$-взаимодействия g_ρ [4]:

$$g_\rho = \left[3/2 \; I_2(m_u, m_u) \right]^{1/2}, \qquad (3)$$

$^+$Мы обозначили $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ $(V = \omega, \rho^a)$, индексы а, в и с -изотопические.

где $I_2(m_u, m_u)$ -логарифмически расходящийся интеграл типа

$$I_2(m_i, m_j) = -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k\, \theta(\Lambda^2 - k^2)}{(m_i^2 - k^2)(m_j^2 - k^2)} = \qquad (4)$$

$$= \frac{N_c}{16\pi^2} \frac{1}{m_i^2 - m_j^2} \left[m_i^2 \ln(1 + \Lambda^2/m_i^2) - m_j^2 \ln(1 + \Lambda^2/m_j^2) \right].$$

При Λ = 1250 МэВ и m_u = 280 МэВ имеем g_ρ = 6,15, что отвечает $\alpha_\rho = g_\rho^2/4\pi$ = 3 и хорошо согласуется с экспериментальным значением: $(g_\rho)_{\text{эксп.}} = 6{,}09 \pm 0{,}10$ и $(\alpha_\rho)_{\text{эксп.}} = 2{,}95 \pm 0{,}10$[8].

Конечная часть кварковой диаграммы определяет зависимость вершины $\rho\pi\pi$ от импульсов взаимодействующих частиц. На массовой поверхности π -мезонов имеем[5,9]:

$$G_{\rho\pi\pi}(Q^2, m_\pi^2, m_\pi^2) = g_\rho F_{\rho\pi\pi}(Q^2) = g_\rho \left(1 + \frac{Q^2 - m_\rho^2}{8\pi^2 F_\pi^2}\right), \qquad (5)$$

где m_ρ = 770 МэВ – масса ρ -мезона. Формфактор $F_{\rho\pi\pi}(Q^2)$ нормирован так, что при $Q^2 = m_\rho^2$ получаем

$$G_{\rho\pi\pi}(m_\rho^2, m_\pi^2, m_\pi^2) = g_\rho. \qquad (6)$$

Условие (6) равносильно предположению об универсальности константы g_ρ на массовой поверхности взаимодействующих частиц. Это предположение оправдывается при описании многих процессов низкоэнергетического взаимодействия[4,9]. Оно позволяет, в частности, исключить в КМКП "двойной счет" при вычислении таких низкоэнергетических характеристик мезонов, как электрические радиусы, длины $\pi\pi$ -рассеяния[4] и т.п.[5,9,10]. Обратим внимание на важную особенность формфактора $F_{\rho\pi\pi}(Q^2)$. В КМКП массу ρ -мезона можно связать с константой F_π соотношением[5]:

$$m_\rho^2 = 8\pi^2 F_\pi^2 \qquad (0{,}60\ \text{ГэВ}^2 \approx 0{,}68\ \text{ГэВ}^2). \qquad (7)$$

Вследствие соотношения (7) формфактор $F_{\rho\pi\pi}(Q^2)$ обращается в нуль в нефизической точке $Q^2 = 0$:

$$g_\rho F_{\rho\pi\pi}(Q^2) = (Q^2/m_\rho^2) \cdot g_\rho. \qquad (8)$$

Описывая вершину $\rho\pi\pi$ с помощью формфактора (8), можно удовлетворить низкоэнергетической теореме (1). Действительно, вследствие формфактора (8) вклад полюсной диаграммы исчезает в низкоэнергетическом пределе. В этом случае амплитуда распада $\omega \to 3\pi$ определена только контактной диаграммой, которая удовлетворяет низкоэнергетической теореме (I). Таким образом, выполнение низкоэнергетической теоремы (I) в рамках ЭКЛ обусловлено доминантностью Q^2 -членов в вершине низкоэнергетического $\rho\pi\pi$ -взаимодействия. Отметим, что появление Q^2-членов связано с кварковой аномалией, имеющей нетопологическую природу[5,11].

Эффективный лагранжиан, описывающий $\rho\pi\pi$ -взаимодействие, имеет вид

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\pi} = g_\rho \varepsilon^{abc} \rho^a_\mu \pi^b \partial^\mu \pi^c - \\ - g_\rho/8\pi^2 F_\pi^2\, \varepsilon^{abc} (\partial^\mu \rho^a_{\mu\nu} + m_\rho^2 \rho^a_\nu) \pi^b \partial^\nu \pi^c + \ldots \qquad (9)$$

Используя соотношение (7) и исключая полную дивергенцию, приведем выражение (9) к виду

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\pi} = g_\rho/m_\rho^2\, \varepsilon^{abc} \rho^a_{\mu\nu} \partial^\mu \pi^b \partial^\nu \pi^c + \ldots \qquad (10)$$

Общее выражение для эффективного лагранжиана, определяемого кварковыми аномалиями, имеющими нетопологическую природу, найдено в работах[11].

Выпишем амплитуду распада $\omega \to 3\pi$,

$$M(\omega \to \pi^+(q_+) + \pi^0(q_0) + \pi^-(q_-)) = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, e^\mu_\omega q_+^\nu q_0^\alpha q_-^\beta A(\omega \to 3\pi), \qquad (11)$$

где

$$A(\omega \to 3\pi) = G_\omega + 2 G_{\omega\rho\pi} g_\rho \sum_{i=+,0,-} \frac{F_{\rho\pi\pi}(Q_i^2)}{m_\rho^2 - Q_i^2}. \qquad (12)$$

Здесь $Q_\pm^2 = (q_\pm + q_0)^2$ и $Q_0^2 = (q_+ + q_-)^2$-кинематические инварианты. Используя соотношение $KSFR$ $m_\rho^2 = 2 g_\rho^2 F_\pi^2$ (0,60 ГэВ^2 ≈ ≈ 0,64 ГэВ^2)[12]+, а также явный вид констант G_ω и $G_{\omega\rho\pi}$, получим выражение

$$A(\omega \to 3\pi) = \frac{3 g_\rho}{8\pi^2 F_\pi^3} - \frac{3 g_\rho^3}{4\pi^2 F_\pi} \sum_{i=+,0,-} \frac{1}{m_\rho^2 - Q_i^2}, \qquad (13)$$

которое согласуется с[3]. Отметим только, что в нашем рассмотрении контактный член в амплитуде распада $\omega \to 3\pi$ обусловлен вкладами контактного $\omega 3\pi$ -взаимодействия Весса-Зумино и эффективного $\rho\pi\pi$ -взаимодействия, определяемого кварковой аномалией, имеющей нетопологическую природу.

+ Рассматривая совместно соотношение (8) и KSFR, получим $g_\rho \approx 2\pi$ или $\alpha_\rho \approx \pi$.

Вычислим парциальную ширину распада $\omega \to 3\pi$:

$$\Gamma(\omega \to 3\pi) = \frac{1}{288(4\pi m_\omega)^3} \int_{4m_\pi^2}^{(m_\omega - m_\pi)^2} \frac{ds}{\sqrt{s}} (s - 4m_\pi^2)^{3/2} [(m_\omega - m_\pi)^2 - s]^{3/2} \cdot \\ \cdot [(m_\omega + m_\pi)^2 - s]^{3/2} \left[G_\omega + \frac{6 G_{\omega\rho\pi} g_\rho}{m_\rho^2 - s} F_{\rho\pi\pi}(s)\right]^2 = 6{,}6\ \text{МэВ}. \qquad (14)$$

Полученный результат составляет лишь 74% наблюдаемой величины: $\Gamma(\omega \to 3\pi)_{\text{эксп.}}$ = 8,9 ± 0,3 МэВ[8]. Увеличения $\Gamma(\omega \to 3\pi)_{\text{теор.}}$ можно добиться путем включения дополнительных полюсных диаграмм, например с обменом мезоном ρ' (I250). Численное значение $\Gamma(\omega \to 3\pi)_{\text{теор.}}$, полученное с учетом виртуального мезона ρ' (I250), может увеличиться примерно на 2 МэВ+.

Отметим, что формфактор (5) важен для получения корректной величины парциальной ширины распада $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$. Анализ процесса $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ выполнен в работах[4,5,9].

Рассмотрим теперь распад $K^* \to K\pi\pi$ (мода $K^{*+} \to K^+\pi^+\pi^-$). Этот распад интересен тем, что: I) он идет с небольшим энерговыделением (40 МэВ на одну частицу распада) и, следовательно, низкоэнергетический предел является хорошим приближением для его описания; 2) с помощью векторной доминантности амплитуду распада $K^{*+} \to K^+\pi^-\pi^+$ можно связать с векторным формфактором слабого распада $K_{\ell 4}$, для которого имеются экспериментальные данные.

Амплитуда распада $K^{*+} \to K^+\pi^+\pi^-$ определена совокупностью древесных диаграмм, подобных диаграммам, описывающим распад $\omega \to 3\pi$. Полюсные диаграммы обусловлены обменом векторными ρ и K^*-мезонами. Вершина $K^*K\pi$ -взаимодействия имеет вид[5]:

$$G_{K^*K\pi}(Q^2, m_K^2, m_\pi^2) = g_{K^*} F_{K^*K\pi}(Q^2) = g_{K^*}\left(1 + \frac{Q^2 - m_{K^*}^2}{8\pi F_\pi F_K}\right). \qquad (15)$$

Здесь g_{K^*} -константа распада $K^* \to K\pi$, а F_K -константа ЧСАТ K -мезона. В КМКП константы g_{K^*} и F_K определены выражениями[4]:

$$\frac{g_{K^*}}{g_\rho} = \left[\frac{I_2(m_u, m_u)}{I_2(m_u, m_s)}\right]^{1/2} = 1{,}15, \quad \frac{F_K}{F_\pi} = \left(\frac{m_u + m_s}{2m_u}\right)\left[\frac{I_2(m_u, m_s)}{I_2(m_u, m_u)}\right]^{1/2} = 1{,}15. \qquad (16)$$

Теоретические величины хорошо согласуются с экспериментальными: $(g_{K^*}/g_\rho)_{\text{эксп.}}$ = I,08 ± 0,02 и $(F_K/F_\pi)_{\text{эксп.}}$ = I,I7 ± 0,0I.

+Вклад ρ'(I250) в амплитуду распада $\omega \to 3\pi$ сводится к замене: $G_{\omega\rho\pi} \to G_{\omega\rho\pi}(1 - s/m_{\rho'}^2)^{-1}$.

Вследствие соотношения[5]:

$$m_{K^*}^2 = 8\pi^2 F_\pi F_K \quad (0{,}80\ \text{ГэВ}^2 \approx 0{,}79\ \text{ГэВ}^2) \tag{17}$$

формфактор $F_{K^*K\pi}(Q^2)$ обращается в нуль в точке $Q^2 = 0$. Поэтому в низкоэнергетическом пределе вклад полюсных диаграмм исчезает, и в амплитуде распада $K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-$ доминирует контактная диаграмма. Последняя, согласно КМКП, определена эффективным взаимодействием Весса-Зумино. Приведем результат вычисления

$$M(K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-) = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, e^{\mu}_{K^*} K_+^{\nu} q_-^{\alpha} q_+^{\beta} A(K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-), \tag{18}$$

где

$$A(K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-) = -\left(N_c g_{K^*}/12\pi^2 F_\pi^2 F_K\right). \tag{19}$$

В принятом приближении амплитуды других каналов распада $K^*\to K\pi\pi$ равны:

$$A(K^{*+}\to K^0\pi^0\pi^+) = -\sqrt{2}\,A(K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-),$$
$$A(K^{*+}\to K^+\pi^0\pi^0) = 0. \tag{20}$$

Найдем парциальные ширины каналов распада $K^{*+}\to K\pi\pi$ при m_{K^*} = 892 МэВ и m_K = 494 МэВ:

$$\Gamma(K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-) = \frac{1}{288(4\pi m_{K^*})^3}\int_{4m_\pi^2}^{(m_{K^*}-m_K)^2}\frac{ds}{\sqrt{s}}(s-4m_\pi^2)^{3/2}\cdot$$
$$\cdot\left[(m_{K^*}-m_K)^2-s\right]^{3/2}\left[(m_{K^*}+m_K)^2-s\right]^{3/2}\left|A(K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-)\right|^2 = 2\ \text{кэВ}, \tag{21}$$
$$\Gamma(K^{*+}\to K^0\pi^0\pi^+) = 2\,\Gamma(K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-) = 4\ \text{кэВ}.$$

Теоретическое значение $\Gamma(K^{*+}\to K\pi\pi)$ = 6 кэВ согласуется с экспериментальной оценкой: $\Gamma(K^{*+}\to K\pi\pi)_{\text{эксп}} <$ 26 кэВ(90% C.L.)[8]. Чтобы иметь более полную экспериментальную оценку полученного результата, выразим векторный формфактор H распада K_{e4}, для которого имеются хорошие экспериментальные данные[13], через амплитуду распада $K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-$. По определению[13,14]:

$$\langle \pi^-(q_-)\pi^+(q_+)|V_\mu^{4+i5}|K^+(k_+)\rangle = \frac{2H}{m_K^3}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}K_+^{\nu}q_-^{\alpha}q_+^{\beta}. \tag{22}$$

Используя векторную доминантность, получим

$$\frac{2H}{m_K^3} = \frac{\sqrt{2}}{g_{K^*}}A(K^{*+}\to K^+\pi^+\pi^-) = -\frac{N_c}{6\sqrt{2}\pi^2F_\pi^2F_K}. \tag{23}$$

Из (23) находим: $(H)_{\text{теор}} = -2{,}31$. Теоретическая величина хорошо согласуется с экспериментальной: $(H)_{\text{эксп}} = -2{,}68 \pm 0{,}68$[13].

Следует отметить, что анализ распада $K^*\to K\pi\pi$ был выполнен в работе[14]. Парциальная ширина $\Gamma(K^*\to K\pi\pi)$, полученная в[14], почти в 2 раза превышает экспериментальную оценку. Это произошло потому, что авторы[14] использовали для описания амплитуды распада $K^*\to K\pi\pi$ только *полюсные* диаграммы без $K^*K\pi$ и $\rho\pi\pi$ -формфакторов.

Резюмируем полученные результаты. Описывая вершины низкоэнергетического взаимодействия в ЭКЛ методом КМКП, можно сделать следующие выводы: I) векторная доминантность является хорошим приближением при описании низкоэнергетических взаимодействий адронов; 2) выполнение низкоэнергетических теорем типа (I) обусловлено доминантностью кварковых аномалий, имеющих топологическую и нетопологическую природу⁺. Доминантность в вершине VPP кварковой аномалии, имеющей нетопологическую природу, связана с предположением об универсальности констант векторного взаимодействия на массовой поверхности частиц. В КМКП это позволяет исключить "двойной счет" при вычислении различных низкоэнергетических характеристик мезонов.

Интересно, что эффективное взаимодействие (I0) оказывается удобным и для описания $\rho\pi\pi$ -взаимодействия в модели Скирма[15].

В заключение отметим, что формфактор $F_{VPP}(Q^2) = Q^2/m_V^2$ для описания вершины VPP -взаимодействия был предложен в работе[16]. Векторные мезоны в[16] были рассмотрены как голдстоуновские бозоны (аналогично псевдоскалярным мезонам) и формфактор $F_{VPP}(Q^2) = Q^2/m_V^2$ обусловлен частичным сохранением антисимметричного тока.

Авторы благодарны Н.И.Троицкой за полезные обсуждения.

⁺В работах[5] была высказана гипотеза о доминантности аномалий кварковых петель (гипотеза ДАКП) при описании любых процессов низкоэнергетического взаимодействия адронов.

Литература

1. Gasiorowcz S., Geffen D.A. Rev.Mod.Phys., 1969, 41, 531; Ebert D., Volkov M.K. F.Phys., 1981, 29, 35; Волков М.К., Первушин В.Н. "Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов", М., Атомиздат, 1978.
2. Adler S.L., Lee B.W., Treiman S.B. Phys.Rev., 1971, D4, 3497; Terent'ev M.V. Phys.Lett., 1972, 38B, 419; Aviv R., Zee A., Phys. Rev., 1972, D5, 2372.
3. Rudaz S. Phys.Lett., 1984, 145B, 281; Fujiwara T. et al. Prog. Theor.Phys., 1985, 73, 926.
4. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1982, 36, 1265. Ebert D., Volkov M.K. Z.Phys., 1983, 160, 205; Volkov M.K. Ann.Phys., 1983, 157, 282; Волков М.К. ЭЧАЯ, 1986, 17, 433.
5. Иванов А.Н., Шехтер В.М. ЯФ, 1980, 31, 530; Иванов А.Н., ЯФ, 1981, 33, 1679; Иванов А.Н., Троицкая Н.И. ЯФ, 1982, 36, 494.
6. Wess J., Zumino B. Phys.Lett., 1971, 37B, 95.
7. Adler S.L. Phys.Rev., 1969, 177, 2426; Bell J.S., Jackiw R. Nuovo Cim., 1969, 60A, 47; Witten E. Nucl.Phys., 1983, B223, 422; 433.
8. Particle Data Group, Rev.Mod.Phys., 1984, 56, No.2, part II.
9. Волков М.К., Эберт Д., У международный семинар, Протвино, ИФВЭ, 1982.
10. Волков М.К., Осипов В.А. ЯФ, 1984, 39, 694; Иванов А.Н., Троицкая Н.И. ЯФ, 1986, 43, 405.
11. Andrianov A.A., Novozhilov Yu.V. Phys.Lett., 1985, 153B, 422; Andrianov A.A. Phys.Lett., 1985, 157B, 425; Ebert D., Reinhardt H. NBI Preprint, NBI-HE-85-34, 1985; Berlin-Zeuthen Preprint, PHE3, 1986.
12. Kawarabayashi K., Suzuki M. Phys.Rev.Lett., 1966, 16, 255; 384(E); Riazuddin, Fayyazuddin. Phys.Rev., 1966, 147, 1071.
13. Rosselet L. et al. Phys.Rev., 1977, D15, 574.
14. Kramer G., Palmer W., Pinsky S. Phys.Rev., 1984, D30, 89.
15. Adkins G.S. Phys.Rev., 1986, D33, 193.
16. Caldi D.G., Pagels H. Phys.Rev., 1976, D14, 809.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1986 года.

Волков М.К. и др. P2-86-330
Киральные аномалии, низкоэнергетические теоремы и формфакторы VPP-взаимодействия

Показано, что учет формфакторов VPP-взаимодействия играет существенную роль при выводе низкоэнергетических теорем методом эффективных киральных лагранжианов. Проанализирована связь VPP-формфакторов с киральными аномалиями. В киральной модели кварковых петель с учетом VPP-формфакторов вычислены вероятности распадов $\omega \to 3\pi$ и $K^* \to K\pi\pi$. Дана оценка величины векторного формфактора распада $K_{\ell 4}$. Теоретические результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Volkov M.K. et al. P2-86-330
Chiral Anomalies, Low-Energy Theorems and Form Factors of the VPP-Interactions

It is shown that inclusion of form factors of the VPP-interaction is very important for obtaining any low-energy theorems by a chiral effective Lagrangian method. The connection of VPP-form factors with chiral anomalies is analyzed. The decay width $\omega \to 3\pi$ and $K^* \to K\pi\pi$ are calculated in the chiral quark loop model taking into account VPP form factors. The value of the vector form factor of the $K_{\ell 4}$ decay is estimated. Theoretical results are in satisfactory agreement with experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986