объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-89

М.К.Волков, А.И.Иванов*, М.Надь**

РАСПАДЫ $a_1 \to \pi\rho$, $a_1 \to \pi\gamma$ И $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТИПА

Направлено в журнал "Physics Letters B"

*Ленинградский политехнический институт
**Физический институт Словацкой АН, Братислава

1987

В последние годы появился целый ряд статей, посвященных теоретическому и экспериментальному изучению процесса $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$ /I-6/. Причиной такого пристального внимания к этому, казалось бы, вполне рядовому распаду явилась не преодоленная до сих пор трудность объяснения в рамках кварковых моделей отличного от единицы отношения аксиального (h_A) и векторного (h_V) формфакторов указанного процесса. Кварковые модели приводят к равным абсолютным значениям этих формфакторов, в то время как эксперимент дает значение /4/ [I)]

$$\gamma = {h_A}/{h_V} = 0,52 \pm 0,06. \qquad (I)$$

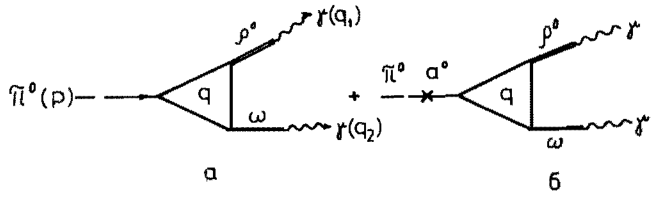
Такое расхождение между теоретическими и экспериментальными результатами привело даже к появлению статьи под названием "$\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$: Вызов кварковой модели?" /3/.

Более десяти лет назад в рамках нелинейного кирального лагранжиана с учетом барионных петель /8/ одним из авторов этой статьи было получено значение γ, довольно близкое к современным экспериментальным данным (γ = 0,57). Здесь будет показано, что в кварковой модели сверхпроводящего типа /9/, которая во многих своих чертах близка к стандартным кварковым моделям, также можно получить значение $\gamma <$ I, если учесть в распаде $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$ промежуточное состояние с a_1-мезоном (a_1 ранее обозначалось как A_1).

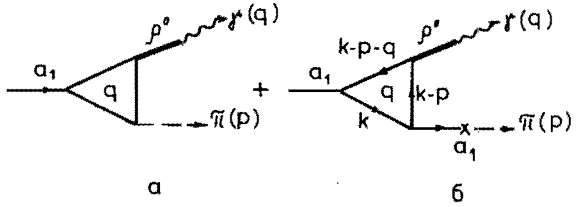
Распад $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$ тесно связан с распадами $\pi^0 \to \gamma\gamma$ и $a_1 \to \pi\gamma$ ($a_1 \to \pi\rho$). Через амплитуду распада $\pi^0 \to \gamma\gamma$ выражается векторный формфактор интересующего нас процесса, а через амплитуду $a_1 \to \pi\gamma$ - аксиальный формфактор. Поэтому, прежде чем приступить к описанию распада $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$, имеет смысл подробно обсудить указанных два процесса.

Распад $\pi^0 \to \gamma\gamma$ хорошо изучен в настоящее время. Однако мы подробно обсудим его вместе с распадом $a_1 \to \pi\gamma$ с точки зрения возможных вкладов в эти процессы от $\pi \to a_1$ переходов с промежуточными a_1-мезонами в пионных концах (рис. I и 2).

[I)] Более ранние эксперименты давали два возможных значения: γ = 0,44 или γ = -2,4 /7/ .



Р и с. I. Диаграммы, описывающие распад $\pi^0 \to \gamma\gamma$.



Р и с. 2. Диаграммы, описывающие распады $a_1 \to \pi\rho$, $a_1 \to \pi\gamma$.

Общая черта диаграмм $\pi^0 \to a_1^0 \to \gamma\gamma$ и $a_1 \to \gamma(a_1 \to \pi)$ (рис. Iб и 2б) заключается в том, что они обе обладают сдвиговой неоднозначностью, что требует соблюдения особой аккуратности при их вычислении /I0/. Используя промежуточную регуляризацию, можно получить калибровочно-инвариантный результат, причем оказывается, что в процесс $\pi^0 \to \gamma\gamma$ $\pi \to a_1$ переходы могут дать вклады только на уровне несущественных для нас q^4-членов, в то время как для распада $a_1 \to \pi\gamma(\pi\rho)$ вклад диаграммы 2б будет более важным, заметно влияющим на амплитуды распадов $a_1 \to \pi\rho$ и $a_1 \to \pi\gamma$ /II/ 2).

Для описания распадов $\pi^0 \to \gamma\gamma$, $a_1 \to \pi\rho$ и $a_1 \to \pi\gamma$ нам необходимы следующие лагранжианы /9/:

$$\mathcal{L} = \bar{q}\left[ig\gamma_5 \vec{\tau}\vec{\pi} + \frac{g_\rho}{2}(\vec{\tau}\hat{\vec{\rho}} + \hat{\omega} + \vec{\tau}\hat{\vec{a}}_1\gamma_5)\right]q + \frac{e m_\rho^2}{g_\rho}\left(\rho_\mu^0 + \frac{\omega_\mu}{3}\right)\mathcal{J}^\mu. \qquad (2)$$

2) На важность учета $\pi \to a_1$ переходов в феноменологических киральных лагранжианах указывалось в работах [I2,2]. В рамках нашей модели такие переходы обсуждались в [9,II,I3], для нелокальной модели – в [6].

Здесь $\bar{q} = (\bar{u}, \bar{d})$ -кварковые поля, обладающие тремя цветами ($N_c = 3$), $\vec{\pi}$, $\vec{\rho}$, ω, $\vec{a}_1$ и $\mathcal{J}^\mu$-поля пионов, ρ-, ω-, a_1 -мезонов и фотонов соответственно, $g = m_u/F_\pi$, где $m_u \approx m_d = m$ = 280 МэВ – массы составляющих u- и d-кварков, F_π = 93 МэВ – постоянная распада пиона, m_ρ – масса ρ -мезона, g_ρ -константа распада $\rho \to 2\pi$ ($g_\rho^2/4\pi \approx 3$), e -электрический заряд. $\pi \to a_1$ переходы описываются лагранжианом /9,I3/

$$\Delta\mathcal{L} = \sqrt{6}\, m Z^{1/2} \vec{a}_1^\mu \partial_\mu \vec{\pi}, \qquad (3)$$

где $Z = \left(1 - 6m^2/m_{a_1}^2\right)^{-1} \approx 1{,}4$ ($g_\rho = \sqrt{6} Z^{-1/2} g$).

Для диаграммы Iа, используя (2), легко получить известное выражение:

$$T_{\mu\nu}^{(a)} = -\frac{N_c e^2}{12\pi^2 F_\pi}\left(1 + \frac{p^2}{12m^2}\right)\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, q_1^\alpha q_2^\beta. \qquad (4)$$

Аналогично для диаграммы Iб имеем

$$T_{\mu\nu}^{(б)} = \frac{6m^2}{m_{a_1}^2}\left[\frac{N_c e^2}{96\pi^4 F_\pi}\right]\int d^4k\, \mathrm{Tr}\left\{\hat{p}\gamma^5 \frac{1}{m - \hat{k} + \hat{q}_2}\gamma_\nu \frac{1}{m - \hat{k}}\gamma_\mu \frac{1}{m - \hat{k} - \hat{q}_1}\right\} + \binom{\mu \leftrightarrow \nu}{q_1 \leftrightarrow q_2} =$$

$$= \frac{6m^2}{m_{a_1}^2}\, \frac{e^2}{32\pi^4 F_\pi}\, \mathcal{G}_{\nu\mu}(q_1, q_2). \qquad (5)$$

Здесь p -импульс пиона, q_1 и q_2 -импульсы фотонов. Чтобы получить калибровочно-инвариантный ответ, используем промежуточную регуляризацию Паули-Вилларса:

$$\mathcal{G}_{\nu\mu}^R(q_1, q_2) = \int d^4k\, \mathrm{Tr}\left\{\hat{p}\gamma^5\left[\frac{1}{m - \hat{k} + \hat{q}_2}\gamma_\nu \frac{1}{m - \hat{k}}\gamma_\mu \frac{1}{m - \hat{k} - \hat{q}_1} - \frac{1}{M - \hat{k} + \hat{q}_2}\gamma_\nu \frac{1}{M - \hat{k}}\gamma_\mu \frac{1}{M - \hat{k} - \hat{q}_1}\right]\right\} + \binom{\mu \leftrightarrow \nu}{q_1 \leftrightarrow q_2} =$$

$$= 2m\int d^4k\, \mathrm{Tr}\left\{\gamma^5 \frac{1}{m - \hat{k} + \hat{q}_2}\gamma_\nu \frac{1}{m - \hat{k}}\gamma_\mu \frac{1}{m - \hat{k} - \hat{q}_1}\right\} - 2M\int d^4k\, \mathrm{Tr}\left\{\gamma^5 \frac{1}{M - \hat{k} + \hat{q}_2}\gamma_\nu \frac{1}{M - \hat{k}}\gamma_\mu \frac{1}{M - \hat{k} - \hat{q}_1}\right\} + \binom{\mu \leftrightarrow \nu}{q_1 \leftrightarrow q_2}. \qquad (6)$$

После вычисления интегралов и снятия регуляризации ($M \to \infty$) приходим к выражению

$$\mathcal{G}_{\nu\mu}(q_1, q_2) = \frac{2}{3}\pi^2 \frac{p^2}{m^2}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, q_1^\alpha q_2^\beta. \qquad (7)$$

В результате амплитуда $\pi^0 \to \gamma\gamma$ принимает вид

$$T_{\mu\nu} = -\frac{e^2}{4\pi F_\pi}\left(1 + \frac{p^2}{12m^2 Z}\right)\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, q_1^\alpha q_2^\beta. \qquad (8)$$

Проведенные вычисления показывают, что учет $\pi \to a_1$ переходов не меняет главного члена амплитуды (4), который с хорошей точностью описывает вероятность распада $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

Обратимся теперь к вычислению распадов $a_1 \to \pi\rho$ и $a_1 \to \pi\gamma$. Диаграмма 2а (с ρ -мезонным концом) приводит к следующей амплитуде распада[3]:

$$\bar{T}^{(a)}_{\mu\nu} = i g_\rho^2 g m 4 I_2^\Lambda(m) g^{\mu\nu} + i \frac{g_\rho^2}{8\pi^2 F_\pi}\left[p^\mu q^\nu - g^{\mu\nu} pq + g^{\mu\nu}(p^2+q^2)\right] = \tag{9}$$

$$= i g_\rho^2 F_\pi Z\left\{g^{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi^2 F_\pi^2 Z}\left[p^\mu q^\nu - g^{\mu\nu} pq + g^{\mu\nu}(p^2+q^2)\right]\right\}.$$

Здесь появляется логарифмически-расходящийся интеграл $I_2^\Lambda(m)$, регуляризованный обрезанием Λ = 1250 МэВ/9/:

$$I_2^\Lambda(m) = -i\frac{3}{(2\pi)^4}\int \frac{d^4k\,\theta(\Lambda^2-k^2)}{(m^2-k^2)^2} = \frac{3}{(4\pi)^2}\left[\ln\left(\frac{\Lambda^2}{m^2}+1\right) - \frac{1}{1+m^2/\Lambda^2}\right]. \tag{10}$$

Интеграл $I_2^\Lambda(m)$ и константа g связаны соотношением/9/

$$g^2 = Z/4 I_2^\Lambda(m). \tag{11}$$

Диаграмма 2б содержит петлю с двумя аксиальными и одним векторным мезоном. Эта петля, так же, как и петля диаграммы 1б, обладает сдвиговой неоднозначностью и тоже требует вычисления с использованием промежуточной регуляризации. Покажем, как это делается. Поскольку от $\pi \to a_1$ перехода остается импульс p, вычислим интеграл вида

$$p^\alpha \bar{T}^R_{\alpha\nu\mu} = p^\alpha \int d^4k\, Tr\left\{\gamma_\alpha\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}}\gamma_\nu\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}+\hat{q}}\gamma_\mu\frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}}\right\} - (m\leftrightarrow M). \tag{12}$$

Используя соотношение

$$\frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}}\hat{p}\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}} = 2m\frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}}\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}} - \gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}} - \frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}}\gamma^5,$$

выражение (12) можно представить в виде

$$p^\alpha \bar{T}^R_{\alpha\nu\mu} = 2m\int d^4k\, Tr\left\{\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}}\gamma_\nu\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}+\hat{q}}\gamma_\mu\frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}}\right\} -$$

$$-\int d^4k\, Tr\left\{\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}}\gamma_\nu\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}+\hat{q}}\gamma^5 + \frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}}\gamma^5\gamma_\nu\gamma^5\frac{1}{m-\hat{k}+\hat{p}+\hat{q}}\right\} - (m\leftrightarrow M). \tag{13}$$

После вычисления всех интегралов получаем

$$p^\alpha \bar{T}^R_{\alpha\nu\mu} = i\left(\frac{8\pi^2}{3}\right)^2\left[q^2 g_{\nu\mu} - q_\mu q_\nu - (p+q)^2 g_{\nu\mu} + (p+q)_\nu(p+q)_\mu\right]\left[I_2^\Lambda(m) - I_2^\Lambda(M)\right]. \tag{14}$$

Снимая регуляризацию ($M\to\infty$, $I_2^\Lambda(M)\to 0$) и оставляя лишь те члены, которые дают отличный от нуля вклад в амплитуду распада $a_1\to\pi\rho$, получаем

$$p^\alpha \bar{T}_{\alpha\nu\mu} = i\left(\frac{8\pi^2}{3}\right)^2 I_2^\Lambda(m)\left[q^2-(p+q)^2\right]g_{\mu\nu}. \tag{15}$$

В результате полный вклад от диаграммы 2б будет равен[4]

$$\bar{T}^{(б)}_{\mu\nu} = -i g_\rho^2 g m 4 I_2^\Lambda(m)\frac{m_{a_1}^2 - m_\rho^2}{m_{a_1}^2}g_{\mu\nu} = -i g_\rho^2 F_\pi Z\frac{m_{a_1}^2 - m_\rho^2}{m_{a_1}^2}g_{\mu\nu}. \tag{16}$$

Суммируя (9) и (16), для амплитуды распада $a_1\to\pi\rho$ получаем окончательное выражение[5]:

$$\bar{T}_{\mu\nu} = i\frac{g_\rho}{2\pi F_\pi}\left\{p^\mu q^\nu - g^{\mu\nu}pq + g^{\mu\nu}\left[1+2Z\left(\frac{2\pi F_\pi}{m_{a_1}}\right)^2\right]q^2\right\}. \tag{17}$$

Интересно заметить, что формулу (16) для диаграммы 2б можно также вывести, если для вершин $\rho a_1 a_1$ и πa_1 взять выражения из феноменологических лагранжианов, полученных в/9/ (см./11б/).

Из (17) легко получить амплитуду, описывающую радиационный распад $a_1\to\pi\gamma$:

$$T^{\mu\nu}_{a_1^+\to\pi^+\gamma} = i\frac{e g_\rho}{8\pi^2 F_\pi}(p^\mu q^\nu - g^{\mu\nu}pq). \tag{18}$$

Найденные амплитуды позволяют сделать следующие оценки для ширин соответствующих распадов:

---

[3] Здесь проведено q^2-разложение кварковой петли.

[4] В работе [9а] применялся другой способ фиксации сдвиговой неоднозначности диаграммы [2б]. Описанный здесь метод мы считаем более последовательным и универсальным (он использован также в [11б]).

[5] Здесь отброшен малый член $g_{\mu\nu}p^2$, содержащийся в (9). Если разложить по p^2 кварковую петлю, ответственную за $\pi\to a_1$ переход, то этот член сократится.

$$\Gamma_{a_1\to\pi\rho} \approx 200 \text{ МэВ}, \qquad (I9)$$

$$\Gamma_{a_1\to\pi\gamma} = 430 \text{ кэВ}, \qquad (20)$$

в то время как экспериментальные данные равны /I4/

$$\Gamma^{\text{эксп}}_{a_1\to\pi\rho} = (316 \pm 45)\text{ МэВ}, \quad \Gamma^{\text{эксп}}_{a_1\to\pi\gamma} = (630 \pm 250 \pm 90)\text{ кэВ}. \qquad (2I)$$

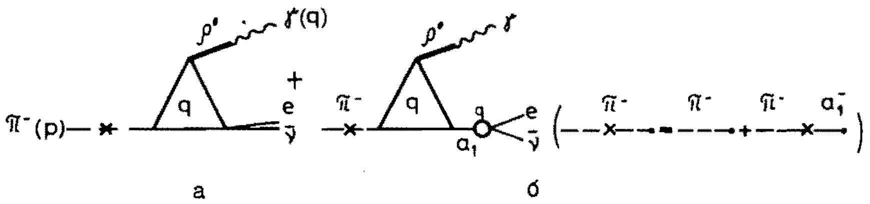
Заметим, что теоретическая оценка ширины $a_1\to\pi\gamma$ сделана с большей точностью, чем $a_1\to\pi\rho$, поскольку при вычислении последнего процесса происходит сильная компенсация градиентно-инвариантной и g^2-частей амплитуды (I7), так что первые порядки соответствующих вкладов в ширину распада полностью сокращаются. Отметим также, что теоретическая оценка (20) распада $a_1\to\pi\gamma$ была получена нами впервые в работах /II6/,/9б/ за год до появления экспериментальных данных /I5/, которые полностью подтвердили наши предсказания.

Теперь имеются все необходимые компоненты для вычисления амплитуды распада $\pi^-\to e\bar{\nu}\gamma$. Структурная часть этой амплитуды имеет вид

$$T^{\mu}_{(\pi\to e\nu\gamma)} = \sqrt{2}e\left[h_V \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha q_\beta + i h_A (g^{\mu\nu} pq - p^\mu q^\nu)\right] \ell^+_\nu, \qquad (22)$$

где $\ell^+_\nu = \frac{G}{\sqrt{2}}\cos\theta\cdot\bar{\nu}\gamma_\nu(1+\gamma^5)e$ -лептонный ток, θ -угол Кабиббо, p и q -импульсы пиона и фотона соответственно, h_V и h_A -векторные и аксиальные формфакторы, G -константа Ферми. Из диаграммы 3а, используя вышепроведенные расчеты, легко получить

$$h_V = h_A = 1/8\pi^2 F_\pi. \qquad (23)$$



Р и с. 3. Диаграммы, описывающие распад $\pi^-\to e\bar{\nu}\gamma$. В пионной линии учтена возможность $\pi\to a_1$ перехода.

Это известный результат, получаемый в кварковых моделях и приводящий к значению γ = I, противоречащему экспериментальным данным. Учет промежуточного a_1-мезона на пионной линии не меняет этого результата. Однако существует еще диаграмма 3б с промежуточным a_1-мезоном между лептонной парой и кварковым треугольником. Ее вклад легко вычислить, если использовать выражение (I8) и амплитуду распада $a_1^-\to e\bar{\nu}$, идущего через кварковую петлю:

$$T^{\mu}_{(a_1^-\to e\bar{\nu})} = \frac{g_\rho}{3\sqrt{2}}\left(4I_2^\Lambda(m) = \frac{Z}{g^2}\right)\left[(p-q)^\mu(p-q)^\nu - g^{\mu\nu}(p-q)^2 + 6m^2 g^{\mu\nu}\right]\ell^+_\nu. \qquad (24)$$

В результате вклад диаграммы 3б в амплитуду распада $\pi^-\to e\bar{\nu}\gamma$ оказывается равным

$$^{(б)}T^{\mu}_{(\pi^-\to e\bar{\nu}\gamma)} = i\frac{\sqrt{2}e}{8\pi^2 F_\pi}\left(-\frac{6m^2}{m^2_{a_1}}\right)(g^{\mu\nu}pq - p^\mu q^\nu)\ell^+_\nu. \qquad (25)$$

С учетом диаграммы 3б отношение формфакторов h_V и h_A становится меньше единицы:

$$\gamma = h_A/h_V = Z^{-1} = 1 - \frac{6m^2}{m^2_{a_1}} = 0{,}7, \qquad (26)$$

т.е. приближается к экспериментальному значению. В векторном канале можно было бы учесть диаграмму с промежуточным векторным мезоном, но амплитуда, аналогичная (24), не будет там содержать большого константного члена $6m^2 g^{\mu\nu}$, и вклад ее будет очень мал.

Полученное нами соотношение $\gamma = Z^{-1}$ приводит к разным значениям γ в разных моделях. Значение γ = 0,7 получено для m_u =280 МэВ. Это значение m_u характерно для нашей модели. Если взять более общепринятое значение m_u= 3I0 МэВ, то получим γ = 0,65. Наконец, если выразить $6m^2$ через массы мезонов (см. /9/):

$$6m_u^2 \approx m^2_{a_1} - m^2_\rho, \qquad (27)$$

то получим для Z выражение, используемое в феноменологических лагранжианах /I2/:

$$Z = \left(m_{a_1}/m_\rho\right)^2. \qquad (28)$$

Тогда величина γ еще более уменьшится:

$$\gamma = 0{,}37. \qquad (29)$$

Приведенные здесь оценки показывают, что соотношение (26) имеет, скорее всего, безмодельный характер и позволяет получить теоретические значения для γ, не противоречащие эксперименту.

В заключение приведем значения формфакторов h_V^K и h_A^K для распада $K^- \to e\bar{\nu}\gamma$:

$$h_V^K = \frac{1}{8\pi^2 F_K}\left[\frac{1}{2} - \frac{3\lambda}{\lambda^2-1} + \frac{\lambda(2\lambda^2+1)}{(\lambda^2-1)^2}\ln\lambda^2\right], \qquad (30)$$

$$h_A^K = \frac{1}{8\pi^2 F_K Z_K}\left[-3 + \frac{(2\lambda^2+1)}{\lambda^2-1}\ln\lambda^2\right]\frac{1}{\lambda-1},$$

где

$$F_K = 1{,}17 F_\pi, \quad \lambda = m_s/m_u = 1{,}64.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Bryman D.A., Depommier P., Lecroy C. - Phys.Rep.,88 (1982),151.
2. Holstein B.R. - Phys.Rev.,D33 (1986),3316.
3. Paver N., Scadron M.D. - Nuovo Cim.,A78 (1983),159.
4. Bay A. et al. - Phys.Lett.,B174 (1986),445.
5. Gasser J., Leutwyler H. - Ann.Phys.,158 (1984),142.
6. Авакян Е.З. и др. - Препринт ОИЯИ Р2-86-278, Дубна,1986.
7. Stetz A. et al. - Nucl.Phys.,B138 (1978),285.
8. Волков М.К., Первушин В.Н. - ЯФ,22 (1975),366; Phys.Lett.,B58 (1975),74.
9. Волков М.К. а) ЭЧАЯ, 17 (1986),433; б) Ann. Phys.,157 (1984), 282.
10. Трейман С., Джекив Р., Гросс Д. Лекции по алгебре токов. Москва, Атомиздат,1977.
11. Волков М.К., Осипов А.А. - а) ЯФ,41(1985),1027; Сообщение ОИЯИ Е2-83-921, Дубна,1983.
12. Gasiorowicz S., Geffen D.A. - Rev.Mod.Phys.,41 (1969),531.
13. Волков М.К., Осипов А.А. - Сообщение ОИЯИ Р2-85-390, Дубна, 1985.
14. Particle Data Group. - Phys.Lett.,B170 (1986), April.
15. Zielinski M. et al. - Phys.Rev.Lett.,52 (1984),1195.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 февраля 1987 года.

Волков М.К., Иванов А.И., Надь М.

Р2-87-89

Распады $a_1 \to \pi\rho$, $a_1 \to \pi\gamma$ и $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$ в кварковой модели сверхпроводящего типа

Показано, что в кварковых моделях можно получить не равное единице отношение аксиального и векторного формфакторов для процесса $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$, если учесть состояние с промежуточным a_1-мезоном.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Ivanov A.I., Nagy M., Volkov M.K.

P2-87-89

Decays $a_1 \to \pi\rho$, $a_1 \to \pi\gamma$ and $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$ in the Quark Model of the Superconductivity Type

It is shown that in quark models it is possible to obtain the $\gamma = \frac{h_A}{h_V} < 1$ for the decay $\pi^- \to e\bar{\nu}\gamma$ if the intermediate a_1 meson is taken into accaunt ($\gamma = 1 - 6m_u^2/m^2_{a_1}$).

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987