

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

---

$\Delta - 466$

2-81-391

**ДИНЕЙХАН**  
Миналын

**РАСПАДЫ АДРОНОВ  
В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ**

Специальность: 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1981

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук  
старший научный сотрудник

Г.В. ЕФИМОВ

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук  
старший научный сотрудник

Г.М. ЗИНОВЬЕВ

доктор физико-математических наук  
старший научный сотрудник

Н.Н. АЧАСОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт физики  
высоких энергий, Серпухов

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1981 года.

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1981 года

на заседании Специализированного совета К047.01.01 Лаборатории  
теоретической физики Объединенного института ядерных иссле-  
дований, г. Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке О И Я И

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-математических наук

В.И. ЖУРАВЛЕВ

#### Общая характеристика работы

Актуальность проблемы: В диссертации исследована проблема, связанная с описанием адронных взаимодействий с точки зрения кваркового подхода. В настоящее время успех кварковых моделей в объяснении спектра адронов, в описании их внутренних характеристик и в ряде других вопросов физики элементарных частиц заставляет думать, что кварки существуют в природе. Однако кварки экспериментально не обнаружены. В связи с этим возникло большое количество моделей, пытающихся объяснить природу "удержания" кварка <sup>1/1</sup>. Основная идея всех подходов заключается в предположении, что кварки являются обычными дираковскими частицами, но не рождаются согласно какому-то динамическому механизму. К такого сорта моделям относятся прежде всего модели с феноменологическим "запирающим" потенциалом, модели типа "струн", "мешков" и т.п. Несмотря на некоторый прогресс в развитии этих моделей, следует отметить, что еще нет достаточно последовательной схемы, где проблема "удержания" кварка была бы полностью решена.

Квантовая хромодинамика (КХД), которая, по принятому сейчас "общественному мнению", претендует стать Теорией сильных взаимодействий, еще не в состоянии объяснить как удержание кварков и глюонов, так и отсутствие цветных адронных состояний.

В работе <sup>1/2</sup> был предложен оригинальный подход к проблеме "удержания" кварка. В рамках нелокальной квантовой теории поля <sup>1/3</sup> было построено новое квантованное поле, кванты которого вообще не существуют в свободном состоянии, но тем не менее могут находиться в виртуальном состоянии, т.е. пропагатор такого поля имеет нетривиальную зависимость от виртуального импульса. Эти несуществующие частицы были названы "виртонами", а поле, описывающее их, было названо виртонным полем. Виртонное поле является хорошим кандидатом на роль описателя нерождающихся кварков. В связи с этим возникли вопросы:

- 1) Существуют ли лагранжианы взаимодействия адронов с кварками, которые описывают физику адронов низких энергий (сильные, электромагнитные, слабые распады и низкоэнергетическое рассеяние адронов) и для которых выполняются все аксиомы релятивистской квантовой теории поля?
- 2) Описывает ли эта модель физику адронных взаимодействий?

По этим двум направлениям проводились исследования, результаты которых представлены в диссертации.

Цель работы - с единой точки зрения описать сильные, слабые и электро-

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

магнитные взаимодействия адронов при низких энергиях, т.е. в области кваркового конфайнмента.

Научная новизна и практическая ценность. Впервые в рамках нелокальной модели кварков (НМК) построен лагранжиан взаимодействия барионного октета и декаплета с кварковыми полями. Развита техника расчета с данными лагранжиана. На основе этих лагранжианов вычислены: перенормировка аксиальной константы связи  $\beta = G_A/G_V$  в  $\beta$ -распаде барионов, параметр  $\alpha = D/(D+F)$  смешивания F- и D-связи, аномальные магнитные моменты и величина "слабого магнетизма" барионного октета, магнитный момент  $D \rightarrow B$  перехода, а также ширины  $\beta$ -распада барионного октета и сильные распады членов декаплета.

Впервые в рамках НМК вычислены характеристики далитцевых распадов  $V \rightarrow P \ell^+ \ell^-$ ,  $P \rightarrow \gamma \ell^+ \ell^-$ , наклоны переходных формфакторов, изучена зависимость формфакторов от эффективной массы лептонных пар и вычислены ширины этих распадов.

Впервые в рамках НМК исследован вопрос о двух-или четырехкварковом содержании скалярных мезонов. Вычислены их ширины распадов на два псевдоскалярных мезона.

Впервые в рамках НМК построен лагранжиан, учитывающий приближенную киральную инвариантность сильных взаимодействий. На его основе вычислены длины волн  $\pi\pi$ ,  $K\pi$ -рассеяния. С использованием лагранжианов, удовлетворяющих правилу  $\Delta T = 1/2$ , вычислены характеристики нелептонных слабых распадов каонов ( $K \rightarrow 2\pi$ ,  $K \rightarrow 3\pi$ ,  $K \rightarrow 2\pi\gamma$ ,  $K \rightarrow 2\gamma$ ). Полученные результаты находятся в согласии с экспериментальными данными. Расчеты характеристик далитцевских распадов могут быть использованы в эксперименте в Серпухове.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации

В рамках НМК изучены следующие процессы физики адронов низких энергий:

1. В барионном октете  $B$  определены величины перенормировки аксиальной константы связи  $\beta = G_A/G_V$  при лептонном  $\beta$ -распаде, параметр  $\alpha = D/(D+F)$  смешивания F и D-связи, аномальные магнитные моменты и величина "слабого магнетизма". Вычислены ширины  $\beta$ -распада барионного октета.

2. Для барионного D декаплета вычислены ширины распадов  $D \rightarrow B + \pi$ , а также "магнитные моменты" перехода  $D \rightarrow B$ .

3. В далитцевских распадах  $V \rightarrow P \ell^+ \ell^-$ ,  $P \rightarrow \gamma \ell^+ \ell^-$  определены наклоны переходных формфакторов, изучена зависимость формфакторов от эффективной массы лептонных пар и вычислены ширины этих распадов.

4. Рассмотрен нонет скалярных мезонов  $S (J^P = 0^+)$  в предположении двух- и четырехкваркового состояний. Вычислены ширины рас-

падов  $S \rightarrow PP$  как в двухкварковой, так и в четырехкварковой системах. Имеющиеся экспериментальные данные более согласуются с предположением, что скалярные мезоны являются двухкварковой системой.

5. Рассмотрены с единой точки зрения следующие процессы:  $\pi\pi$  и  $K\pi$ -рассеяние, а также параметры наклона в распадах  $K \rightarrow 3\pi$  и ширины нелептонных слабых распадов каонов ( $K \rightarrow 2\pi$ ,  $K \rightarrow 3\pi$ ,  $K \rightarrow \pi\pi\gamma$ ,  $K \rightarrow \gamma\gamma$ ).

Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными (см. рис. 1). Проведенное исследование показало, что НМК, имея лишь два свободных параметра ( $L$  и  $\xi$ ), характеризующих кварковое поле, удовлетворительно описывает адронную физику низких энергий (область кваркового конфайнмента).

Апробация диссертации. Результаты, полученные в диссертации, докладывались на международных семинарах: по нелокальной квантовой теории поля (Алушта, апрель 1979 г.), кварки-80 (Сухуми, май 1980 г.), по физике элементарных частиц (Протвино, октябрь, 1980 г.), квантовой теории поля (Алушта, май 1981 г.) и семинарах ЛТФ ОИЯИ, ФИАН, ИТЭФ, ИТФ АН УССР и ИМ СО АН СССР.

Публикации. По результатам диссертации опубликовано 6 статей.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав основного текста и приложения, содержит 119 страниц машинописного текста, в том числе 14 таблиц, 36 рисунков и библиографический список литературы из 63 названий.

#### Содержание работы

Во Введении дан краткий исторический обзор исследований, касающихся описания адронных взаимодействий с точки зрения кваркового подхода. Отмечено, что основной проблемой этого подхода является объяснение механизма удержания кварка в адронах. Изложены основные положения нелокальной модели кварков. Кратко изложены основные результаты, полученные в диссертации.

В первой главе рассматривается построение лагранжианов, взаимодействие адронов с кварковым полем. Вводятся лагранжианы электромагнитных и слабых взаимодействий с кварками. Выделяются эффективные константы разложения в ряд по теории возмущений для введенных лагранжианов сильных взаимодействий и определяются их численные значения из условия связности. В § I построен лагранжиан взаимодействия на основе следующих требований:

1) обычные физические частицы-адроны подчиняются систематике группы  $SU(3)$ , имеют экспериментально наблюдаемые массы и описываются стандартными квантовыми полями, удовлетворяющими уравнениям Дирака, Клейна-Гордона и т.д.

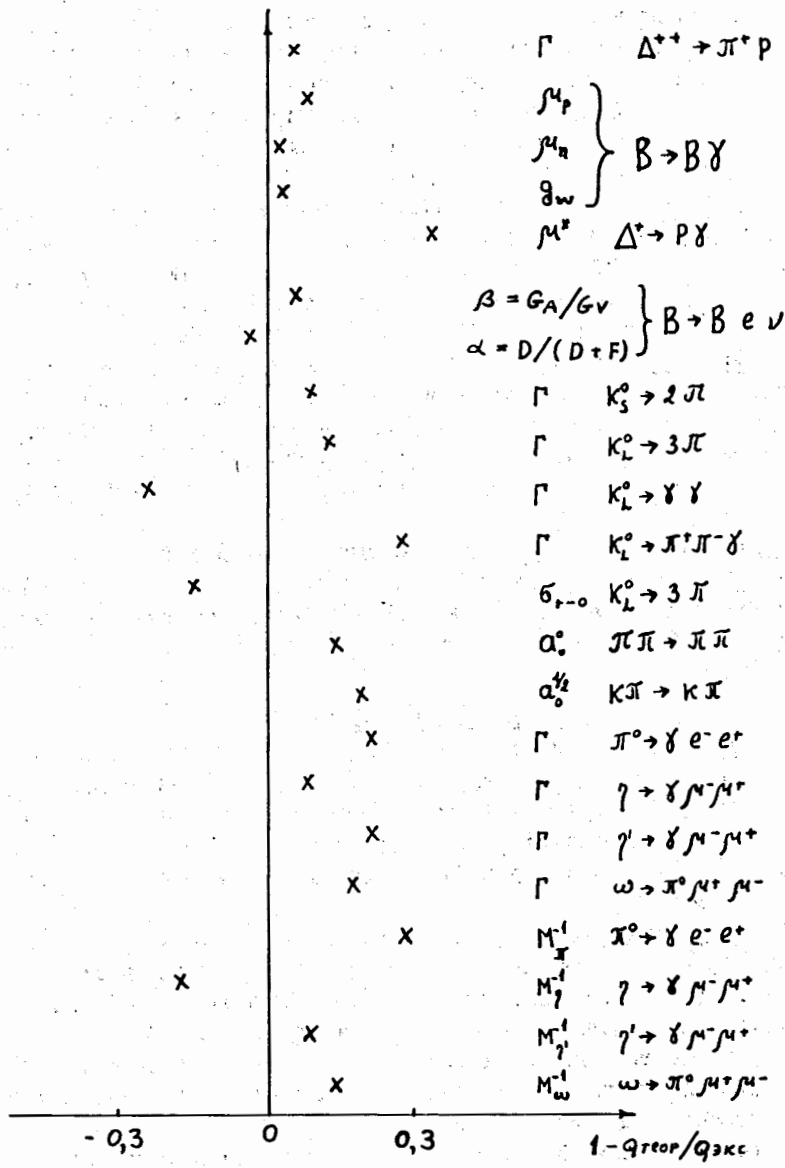


Рис. I. Наши результаты

2) Имеется триплет цветных кварков, описываемых виртонными полями, причем параметры  $L$  и  $\xi$  для всех кварков одинаковы.

Например, взаимодействие барionного октета и барionного декаплета с кварковым полем описывается лагранжианом:

$$\mathcal{L}_B = i g_B (\bar{B}^{KS} q_\alpha^S) (\bar{q}_\beta^m \gamma_5 q_\gamma^n) \epsilon^{kmn} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} + h.c., \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_D = i g_D \left\{ (\bar{D}_\mu^{kmn} q_\alpha^k) (\bar{q}_\beta^m \gamma_\mu q_\gamma^n) + \frac{1}{2} (\bar{D}_\mu^{kmn} \gamma_\nu q_\alpha^k) (\bar{q}_\beta^m \gamma_\nu q_\gamma^n) \right\} + h.c. \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_{\mu\nu} = (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)/2$ ,  $\bar{B}^{KS}$  - октет барионов /4/,  $D_\mu$  - спинор Рариты-Швингера,  $q$  - поле кварков.

Лагранжиан взаимодействия мезонов с кварками выбран в простейшей форме без производных. Это соответствует тому, что кварки в нерелятивистском пределе находятся в состояниях с наименьшим орбитальным моментом. Имеем:

а) нонет псевдоскалярных мезонов  $P(\pi, \kappa, \eta, \eta')$ :

$$\mathcal{L}_P = \frac{i g_P}{\sqrt{2}} \left\{ \varphi_j (\bar{q}_\alpha \gamma_5 \eta_j q_\alpha) + \sqrt{\frac{2}{3}} \eta_1 (\bar{q}_\alpha \gamma_5 q_\alpha) \right\}, \quad (3)$$

б) нонет векторных мезонов  $V(\rho, \kappa, \varphi, \omega)$ :

$$\mathcal{L}_V = \frac{g_V}{\sqrt{2}} \left\{ V_{\mu,j} (\bar{q}_\alpha \gamma_\mu \eta_j q_\alpha) + \sqrt{\frac{2}{3}} \omega_{1,\mu} (\bar{q}_\alpha \gamma_\mu q_\alpha) \right\}, \quad (4)$$

где  $\varphi_j$  и  $V_{\mu,j}$  - мезонные поля, связанные с физическими полями известными соотношениями /4/

$$\left. \begin{aligned} \eta_8 &= \eta \cos \theta_\eta + \eta' \sin \theta_\eta \\ \eta_1 &= \eta' \cos \theta_\eta - \eta \sin \theta_\eta \end{aligned} \right\}, \quad \left. \begin{aligned} \omega_8 &= \varphi \cos \theta_\nu + \omega \sin \theta_\nu \\ \omega_1 &= \omega \cos \theta_\nu - \varphi \sin \theta_\nu \end{aligned} \right\},$$

$$\theta_\eta = -11^\circ, \quad 2g\theta_\nu = 1/\sqrt{2},$$

$\Lambda_j$  - матрицы Гелл-Манна.

В § 2 на основе следующих принципов:

1) взаимодействие с электромагнитным полем вводится "минимальным" образом;

2) лагранжиан слабого взаимодействия выбирается в форме "ток x ток", в соответствии с теорией Кабиббо

построены лагранжианы:

а) лагранжиан электромагнитных взаимодействий

$$\mathcal{L}_{em}(x) = e \cdot J_{\mu}^{em}(x) A_{\mu}(x), \quad (5)$$

где  $J_{\mu}^{em} = J_{\mu}^{em,h} + J_{\mu}^{em,q}$ ,  $J_{\mu}^{em,h}(x)$  - электромагнитный адронный ток,  $(J_{\mu}^{em,q})^{\delta} = \sum_{j=1}^3 (-1)^j (q_{j,d}^{\delta} \chi_{j,q} q_{j,q}^{\delta})$  - электромагнитный кварковый ток в регуляризованном виде,  $q = (\gamma_3 + \gamma_8/\sqrt{3})/2$ ,  $A_{\mu}$  - электромагнитное поле.

б) лагранжиан слабых взаимодействий

$$\mathcal{L}_w(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} [J_{\mu}^w(x) \times J_{\mu}^{w+}(x)],$$

где  $J_{\mu}^w = J_{\mu}^{w,h} + J_{\mu}^{w,q} + J_{\mu}^{w,\ell}$ ,  $J_{\mu}^{w,h}$  - слабый адронный ток,  $J_{\mu}^{w,\ell}$  - лептонный ток,  $(J_{\mu}^{w,q})^{\delta} = \sum_{j=1}^3 (-1)^j (q_{j,d}^{\delta} Q_{\mu} J_{j,q}^{\delta})$  - слабый кварковый ток, записанный в регуляризованной форме,  $Q_{\mu} = \gamma_{\mu}(1 - \gamma_5)$ ,

$$J = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \cos\theta_c & 0 & 0 \\ \sin\theta_c & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$\theta_c$  - угол Кабиббо.

В § 3 показано, что безразмерный параметр

$$h_a(m_a) = \frac{1}{2} \left( \frac{g_a}{L^2} \right)^2 \left( \frac{g}{3\pi} \right)^4, \quad (a=B, D)$$

является эффективной константой разложения в ряд по теории возмущений для лагранжианов действия (1) и (2).

В § 4 на основе предположения, что адроны являются связанными состояниями кварков, т.е. константа  $Z_h$  перенормировки волновой функции адрона равна нулю <sup>15/</sup>,  $Z_h = 0$ , определяются константы связи адронных и кварковых полей в лагранжианах (1), (2), (3) и (4). При значениях параметров теории  $\xi = 1,4 \pm 0,1$  и  $L = 1/(320 \text{ МэВ})$  оказалось

$$h_p = h_v = \left( \frac{g_p}{4\pi} \right)^2 = 0,13;$$

$$h_{\Delta} = 2,3 \cdot 10^{-4}, \quad h_{\gamma^*} = 1,1 \cdot 10^{-4}, \quad h_{\Sigma^*} = 0,5 \cdot 10^{-4};$$

$$h_N = 3 \cdot 10^{-3}, \quad h_{\Lambda} = 1,5 \cdot 10^{-3}, \quad h_{\Sigma} = 1,1 \cdot 10^{-3}, \quad h_E = 0,6 \cdot 10^{-3}.$$

Это позволило при расчетах пользоваться низшими порядками теории возмущений.

Во второй главе для  $\beta$  - распада барионов вычислена перенормировка аксиальной константы связи  $\beta = G_A/G_V$ , обусловленная сильным взаимодействием, а также параметр  $\alpha = D/(F+D)$ , описывающий смешивание F и D связи. Подсчитаны ширины лептонных распадов барионов и сильные распады барионного декаплета. Определены магнитные моменты барионов и магнитный момент  $D \rightarrow B$  перехода, а также величина слабого магнетизма гиперонов.

В § I изложен экспериментальный теоретический статус лептонных распадов барионов и сильных распадов членов декаплета. Отмечено, что алгебра токов,  $SU(3)$  - феноменологии и другие подходы характеризуются тем, что динамика взаимодействия определяется симметрией, т.е. в принципе, нельзя почувствовать, что адроны являются составными объектами - взаимодействие происходит в точке. Все физические величины определяются только на уровне диаграмм-деревьев. Эффективные константы связи, стоящие в вершинах, являются произвольными параметрами и определяются фитированием экспериментальных данных.

В нашем подходе мы имеем динамику взаимодействия физических частиц, причем адрон проявляет себя как связанная система, состоящая из невылетающих кварков. Поэтому в нашем случае есть возможность определить эффективные константы взаимодействия как функции кварковых параметров, в частности, перенормировку аксиальной константы связи  $\beta = G_A/G_V$  лептонных распадов бариона, а также параметр смешивания  $\alpha = D/(F+D)$ , F- и D-связи.

В § 2 исходя из лагранжианов взаимодействий (1) и (4) вычислена перенормировка аксиальных констант связи  $\beta = G_A/G_V$ , а также параметр смешивания  $\alpha = D/(F+D)$ , F- и D-связи и ширина лептонных распадов барионов.

§ 3 посвящен вычислению магнитных моментов барионов и слабого магнетизма в распадах  $B \rightarrow B + e + \nu$ .

§ 4 и § 5 посвящены изучению барионного декаплета. Вычислены ширины распада  $D \rightarrow B + \pi$  и магнитный момент  $D \rightarrow B$  перехода <sup>14\*</sup>.

В третьей главе для распадов  $V \rightarrow p \ell^+ \ell^-$  и  $p \rightarrow \gamma \ell^+ \ell^-$  определены наклоны  $M_A^k$  (A=B, V) переходных формфакторов и получена зависимость формфакторов от эффективной массы лептонной пары. Вычислены ширины этих распадов.

В § I представлен анализ экспериментальных данных и теоретическое описание далайтцевских распадов нейтральных мезонов.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что общее поведение переходных формфакторов  $F_A(q^2)$  качественно соответствует (кроме  $\omega \rightarrow \pi^0$  перехода) модели векторной доминантности <sup>16/</sup>. В работе <sup>17/</sup> показано, что поправки КХД к векторной доминантности для  $F_p(q^2)$  формфакторов мезонов в распадах  $p \rightarrow \gamma \ell^+ \ell^-$  не превышают

~ 5%. В модели доминантности треугольных кварковых аномалий<sup>/8/</sup> (ДТКА) результаты фактически совпадают с МВД. Модель барионных петель (БП), рассмотренная в<sup>/9/</sup>, приводит к малой величине параметра  $M_P^2 = (12 \pi^2 g_V^2)^{-1} \approx 0,1$  в распадах  $P \rightarrow \gamma \ell^+ \ell^-$ . В работе<sup>/10/</sup> переходные формфакторы были рассмотрены в потенциальной модели (ПМ), в которой легкие мезоны описывались как связанные состояния кварков с эффективными массами порядка 300 МэВ. Расчеты проводились в низшем приближении по КХД, в пренебрежении глюонными поправками. Оказалось, что  $BR(\gamma \rightarrow \gamma^* \mu^+ \mu^-) = 3,3 \cdot 10^{-9}$  и  $M_\gamma^2 = 1,65 \Gamma \approx 8^{-2}$ . Поведение переходных формфакторов лучше согласуется с МВД, чем с ПМ. Формфакторы  $\omega \rightarrow \pi^0$  перехода в модели мешков<sup>/11/</sup> (ММ) оказались в 2-4 раза меньше, чем МВД. Таким образом, ММ находится в противоречии с экспериментальными данными о структуре  $\omega \rightarrow \pi^0$  перехода. В § 2 рассмотрены далитцевские распады  $V \rightarrow \rho \ell^+ \ell^-$ ,  $P \rightarrow V \ell^+ \ell^-$  в НМК. Соответствующая инвариантная амплитуда имеет вид:

$$M(V \rightarrow \rho \ell^+ \ell^-) = e^2 g_V(q^2) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} e_V^\mu(P) k^\alpha q^\beta J_V^{em,\ell}(q) / q^2,$$

где  $e_V^\mu$  - поляризация и импульс векторного мезона  $V$ ,  $k$  - импульс псевдоскалярного мезона  $P$ ,  $J_V^{em,\ell}(q) = \bar{e}(k_1) \gamma_\mu e(k_2) |_{q=k_1+k_2}$  - электромагнитный ток лептонов,

$$g_V(q^2) = g_{VP\gamma}(q^2) + q^2 \sum_{V'} \frac{g_{VPV'}(q^2)}{g_{V'\gamma}(q^2)} \frac{1}{m_{V'}^2 - q^2}.$$

Имеем следующую параметризацию:

$$g_V(q^2) = g_{VP\gamma}(0) \cdot F_V(q^2),$$

где  $F_V(q^2)$  - переходный  $V \rightarrow P$  формфактор в распадах  $V \rightarrow \rho \ell^+ \ell^-$ ,  $P \rightarrow V \ell^+ \ell^-$ , нормированный следующим образом:  $F_V(0) = 1$ .

В НМК структурные факторы  $g_{VP\gamma}$ ,  $g_{VPV'}$  и  $g_{V'\gamma}$  определяются соответствующими сходящимися кварковыми диаграммами и имеют нетривиальную зависимость от внешних импульсов. Был вычислен

$M_V^2 = \frac{\partial F_V(q^2)}{\partial q^2} |_{q^2=0}$  - параметр наклона для каждого конкретного распада с учетом вклада структурного фактора. Были также вычислены ширины этих распадов. В § 3 рассмотрена зависимость от  $q^2$  переходных  $F_V(q^2)$  формфакторов в распадах  $V \rightarrow \rho \ell^+ \ell^-$ . Соответствующая зависимость  $F_V(q^2)$  от  $q^2$  показана на рис. 2. Оказалось, что при малых  $q^2$  основная зависимость определяется пропагатором векторных мезонов. В этой области кривая почти совпадает с предска-

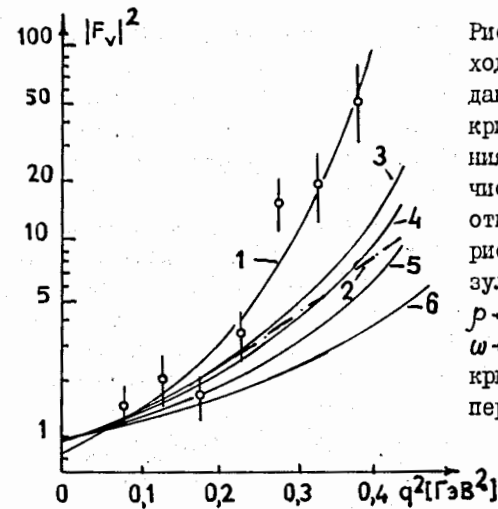


Рис. 2. Формфакторы для  $V \rightarrow \rho$  перехода. Точки - экспериментальные данные для  $\omega \rightarrow \pi^0$  перехода<sup>/12/</sup>, кривая 1 - результат (фитирования) этих данных. Кривая 2 вычислена на МВД. Кривые 1, 2 относятся к  $\omega \rightarrow \pi^0$  переходу. На рисунке также нанесены наши результаты: кривая 3 - для  $\omega \rightarrow \pi^0$ ;  $\rho \rightarrow \eta$  и  $\eta' \rightarrow \rho$  кривая 4 - для  $\rho \rightarrow \pi^0$ ;  $\omega \rightarrow \eta$  и  $\eta' \rightarrow \omega$  кривая 5 - для  $\phi \rightarrow \eta$  и  $\phi \rightarrow \eta'$  переходов.

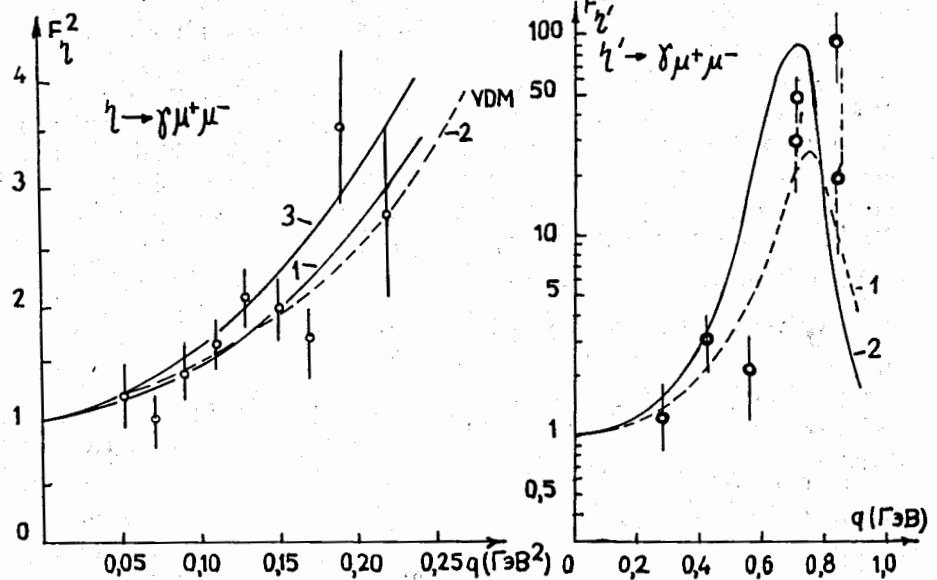


Рис. 3. Электромагнитный формфактор  $\eta$ -мезона в распаде  $\eta \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ . Точки - экспериментальные данные<sup>/13/</sup>, кривая 1 - результат фитирования этих данных, кривая 2 - предсказания МВД, кривая 3 - наш результат.

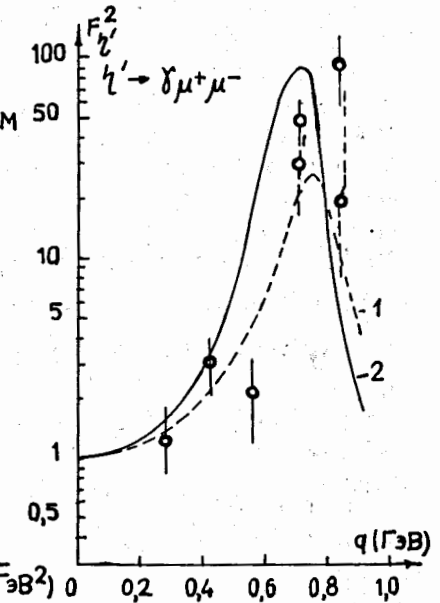


Рис. 4. Электромагнитный формфактор  $\eta'$ -мезона в распаде  $\eta' \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ . Точки - экспериментальный результат. Кривая 1 - результат работы<sup>/14/</sup>, кривая 2 - наш результат.

заниями МВД, а в области больших  $q^2$  - отклонение от МВД весьма заметно и быстро возрастает.

Для полноты исследована зависимость от  $q^2$  переходных форм-факторов распадов  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ ,  $\rho \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$  и  $\rho' \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ . Зависимость  $F_p(q^2)$  от  $q^2$  показана на рис. 3, 4. На графике также приведены недавние экспериментальные результаты [12, 13].

В четвертой главе рассмотрен нонет скалярных мезонов как в двухкварковой, так и в четырехкварковой системе. Вычислены ширины распадов

$S \rightarrow PP$ . В § I дан обзор экспериментального статуса скалярных мезонов. Экспериментальные данные по распадам скалярных мезонов (см. табл., данные взяты из [15], еще далеко неполны. Кроме того, существует утверждение [16], что полные ширины распадов  $S^* \rightarrow K\bar{K}$ ,  $\delta \rightarrow \gamma\pi$ ,  $\delta \rightarrow \kappa\bar{\kappa}$ , приведенные в [15], вычислены из экспериментальных данных неверно. В принципе, скалярные мезоны могут быть орбитальными возбуждениями ( $L=1$ ) как в двухкварковой системе, так и в четырехкварковой системе с  $L=0$ .

В § 2 рассмотрен нонет скалярных мезонов в двухкварковой системе. Вычислены ширины распадов  $S \rightarrow PP$  и результаты приведены в таблице. В § 3 рассмотрен нонет скалярных мезонов в четырехкварковой системе. Задача состоит в том, чтобы в четырехкварковой системе выделить в произведении низших представлений  $(\bar{3} \times 3) \times (\bar{3} \times 3)$  нонет, соответствующий скалярным мезонам. В нашем случае имеются два синглета и два октета. Нужный синглет и октет выбирается из дополнительного условия, чтобы  $\mathcal{C}$  мезон не содержал странных кварков.

Таковыми комбинациями являются следующие синглет и октет:

$$I = \frac{1}{2\sqrt{6}} [B_2 - \frac{2}{3} B_1] = \frac{1}{4\sqrt{6}} [(\bar{q}\lambda_j q)(\bar{q}\lambda_j q) - \frac{2}{3} (\bar{q}q)(\bar{q}q)],$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} [T_2 - \frac{1}{3} T_1] = \frac{1}{4\sqrt{2}} [d_{jkm} \lambda_j (\bar{q}\lambda_k q)(\bar{q}\lambda_m q) - \frac{2}{3} \lambda_j (\bar{q}\lambda_j q)(\bar{q}q)] \quad (6)$$

$d_{jkm}$  - симметричный тензор

октета.

Базисные векторы представления имеют вид

$$S^0 = \frac{1}{3} S_P I = \frac{1}{4\sqrt{6}} [(\bar{q}\lambda_j q)(\bar{q}\lambda_j q) - \frac{2}{3} (\bar{q}q)(\bar{q}q)], \quad (7)$$

$$S^j = S_P (R^j) = \frac{1}{2\sqrt{2}} [d_{jkm} (\bar{q}\lambda_k q)(\bar{q}\lambda_m q) - \frac{2}{3} (\bar{q}\lambda_j q)(\bar{q}q)]$$

Таблица

Частицы	Эксперимент $\Gamma$ МэВ		$(\bar{q}q)$ $\Gamma$ МэВ	$(\bar{q}^2 q^2)$ , $\Gamma$ МэВ				
	[15]	[16]		$\rho$	$\rho c$	$\nu$	$\nu c$	Супер. разм.
$I^G(J^P)^C$								
$\epsilon$ (1300) $0^+(0^+)_+$	200 ÷ 400		126	1050	22	72	61	630
$\delta$ (980) $\Gamma(0^+)_+$	$52 \pm 8$	280	33,5	450	5,5	25	21	290
$S^*$ (980) $0^+(0^+)_+$	$40 \pm 10$		.39	289	38	18	15	186
$\pi_c$ (1500) $1/2(0^+)$	250		44	608	4,1	7	2,1	225
$A_1$ (1100 ÷ 1300) $\Gamma(1^+)_+$	300		350	=	=	=	=	=



и в стандартном соотношении связываются с полями физических частиц.

При построении лагранжиана взаимодействия в четырехкварковой системе возникает следующий произвол. Во-первых, при составлении четырехкварковых систем можно использовать как цветные синглеты  $(\bar{q}_\alpha q_\alpha)$  ( $\alpha$  - цветовой индекс), так и цветные октеты  $(\bar{q}_\alpha (\lambda_j^c)_{\alpha\beta} q_\beta)$ ,  $(\lambda_j^c)$  - матрицы Гелл-Манна в пространстве цвета). Во-вторых, если предположить, что в нерелятивистском пределе кварки находятся в состоянии с  $L=0$ , то можно использовать как псевдоскаляр  $(\bar{q} \gamma_5 q)$ , так и вектор  $(\bar{q} \gamma_\mu q)$ . Тогда лагранжианы взаимодействия скалярных мезонов с кварками записываются в виде

$$\mathcal{L}(x) = \sum_A g_A \text{Sp} \{ S(x) Q_A(x) \} \quad (8)$$

Здесь  $S(x)$  - матрица полей скалярных мезонов, а матрица  $Q_A(x)$  имеет вид

$$Q_A(x) = R_A(x) + \frac{1}{3} I_A(x),$$

где  $R_A(x)$  и  $I_A(x)$  даются формулами (6). Индекс  $A$  пробегает все возможные варианты ( $A = P, V, PC, VC$ ). Эффективная константа разложения в ряд по теории возмущений является величиной  $h_A(m) = g_A^2 (3/4\pi) \epsilon^4 / 4$ ;  $A = P, PC, V, VC$ , которая определяется из условия связности.

Представляет интерес случай, когда полный лагранжиан является суммой (8). Чтобы избежать возникающего при этом произвола, поступим по аналогии с /17/. Предположим, что полный лагранжиан записывается в виде

$$\mathcal{L} = g \sum_A \alpha_A \text{Sp} (S(x) Q_A(x)), \quad (9)$$

где

$$\alpha_A = \frac{h_A(0)}{\sqrt{\sum_A h_A^2(0)}},$$

так что  $\sum_A \alpha_A = 1$ .

В §4 на основе лагранжиана взаимодействия (8) и (9) рассмотрены распады  $S \rightarrow PP$

Полученные результаты приведены в таблице. В §5 для полноты рассмотрен распад аксиального векторного мезона  $A_1 (J^P = 1^+)$ , который был обнаружен в районе масс 1100 - 1300 МэВ с шириной  $\Gamma \sim 300$  МэВ/15/. В случае, если этот мезон является двухкварковым состоянием, ширины распада  $A_1 \rightarrow P\pi$ , полученные после стандартных вычислений, приведены в таблице. Если считать, что  $A_1$ -мезон состоит из четырех кварков, то распад  $A_1 \rightarrow P\pi$  нарушает правило Цвейга.

В принципе, в четырехкварковой системе для  $A_1$  мезона можно выбрать другое кварковое содержание, поскольку в данном случае возможны все три октета в разложении  $(1+8) \times (1+8)$ . Поэтому существуют такие четырехкварковые состояния  $A_1$ -мезона, что распад  $A_1 \rightarrow P\pi$  может идти без нарушения правила Цвейга. Однако мы никаких вычислений делать не будем, поскольку экспериментальные данные пока еще весьма скудны.

В пятой главе в теорию введена киральная инвариантность с помощью гипотетических  $\sigma$ -частиц. Вычислены длины волн рассеяния  $\pi\pi$ ,  $K\pi$  и параметр наклона в  $K \rightarrow 3\pi$  распадах, а также рассмотрены нелептонные распады каонов. В §I сделана попытка учесть киральную инвариантность в рамках  $\sigma$ -модели. Введен нонет гипотетических ненаблюдаемых  $\sigma$ -частиц. Лагранжиан взаимодействия  $\sigma$ -частиц с кварками имеет стандартный вид:

$$\mathcal{L}_I^{\sigma qq} = \frac{g_P}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma^0 (\bar{q}_\alpha I q_\alpha) + \sigma^j (\bar{q}_\alpha \lambda_j q_\alpha) \right].$$

$\sigma$ -частицы ненаблюдаемы, массы всех  $\sigma$ -частиц одинаковы, пропагатор имеет простейший вид:

$$\overline{\sigma^i(x)} \sigma^j(y) = \frac{\delta_{ij}}{i m_\sigma^2} \delta(x-y).$$

В §2 в НМК вычислены длины волн  $\pi\pi$ ,  $K\pi$  - рассеяния, которые определяются только резонансной диаграммой. В §3 рассмотрено правило  $\Delta T = 1/2$  в нелептонных распадах.

Один из общепринятых способов получения правила  $\Delta T = 1/2$  состоит в предположении, что лагранжиан нелептонного взаимодействия преобразуется как шестая компонента октета /18/

$$\mathcal{L}_I^{\Delta T = 1/2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \epsilon_{lmk} J_l^m J_k^m, \quad (A)$$

где  $J_m^m$  - октет слабых адронных токов ( в кварковых моделях  $J_m^m = g_0 \gamma_5 \frac{1}{2} q$  ). Такая возможность соответствует введению нейтральных токов.

В цветных кварковых моделях /19/ существует другой способ получения правила  $\Delta T = 1/2$  :

$$\mathcal{L}_{\Delta T = 1/2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[ (\bar{q}_\alpha \gamma_\mu \frac{\lambda_1 - i\lambda_2}{2} q_{\alpha'}) (\bar{q}_{\beta'} \gamma_\mu \frac{\lambda_4 + i\lambda_5}{2} q_{\beta'}) + \text{h.c.} \right] \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \varepsilon_{\alpha'\beta'\gamma'} \quad (B)$$

Здесь  $\alpha, \beta, \gamma$  - цветные индексы. В § 4, § 5, § 6, § 7 и § 8 при сделанных предположениях были вычислены ширины следующих распадов:  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $K \rightarrow 3\pi$ ,  $K \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $K \rightarrow \pi\pi\gamma$ , а также параметры наклона в распаде  $K \rightarrow 3\pi$ . Полученные численные значения параметров наклона и ширин распадов находятся в хорошем согласии с экспериментом. При этом различие подходов А и Б проявляется лишь в случае  $K \rightarrow \gamma\gamma$ . Оказывается, что лагранжиан Б приводит к хорошему согласию с экспериментом, в то время как лагранжиан А типа "ток x ток" дает на порядок заниженный результат. В Приложениях вынесен ряд технических вопросов и приведены некоторые полезные формулы.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- М. Динейхан, Г.В. Ефимов, Ю.Ю. Лобанов. Лептонные распады и магнитные моменты барионов в нелокальной модели кварков. ЯФ, 1980, 32, с. 183-196.
- М. Динейхан, Г.В. Ефимов, Ю.Ю. Лобанов. Распады декаплета барионных резонансов в нелокальной модели кварков. ЯФ, 1981, 33, с. 241-252.
- М. Динейхан, Г.В. Ефимов, М.А. Иванов. Сильные и слабые лептонные взаимодействия мезонов в нелокальной модели кварков. Препринт ОИЯИ, P2-80-604, Дубна, 1980.
- М. Динейхан, Г.В. Ефимов, М.А. Иванов. Формфактор распада  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  в нелокальной модели кварков. Письма в ЖЭТФ, 1980, 33, с. 66-68.
- М. Динейхан, Г.В. Ефимов, М.А. Иванов. Распады скалярных мезонов в нелокальной модели кварков. Препринт ОИЯИ, P2-81-131. Дубна, 1981.
- М. Динейхан, Г.В. Ефимов, М.А. Иванов. Распады  $V \rightarrow \rho \ell \ell$  в нелокальной модели кварков. Препринт ОИЯИ, P2-81-272, Дубна, 1981.

Литература:

1. H. Joos. Quark confinement. DESY 76/36, 1976. S.D. Drell. Quark confinement. SLAC-PUB-2020, 1977.
2. A.Z. Dubnickova, G. V. Efimov, M.A. Ivanov. Nonlocal quark model meson decays. Fort. der Phys., 1979, 27, p. 317.
3. Г.В. Ефимов. Нелокальные взаимодействия квантованных полей. "Наука", М., 1977.
4. С. Газирович. Физика элементарных частиц. "Наука", М., 1969.
5. K. Hayashi, M. Hirasawa et al. Compositeness of particles in quantum field theory and S-matrix theory. Fors. der Phys., 1967, 15, p. 625.
6. В.М. Буднев, А.В. Карнаков. Распад  $\eta$ -мезона на модели векторной доминантности. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с. 439.
7. M. Sherman, I. Vysotsky. Are the  $\Psi' \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\Psi'' \rightarrow \gamma\gamma$  decays due to the gluon admixture I TEP - 160, 1980.
8. А.Н. Иванов, М. Шехтер. Формфакторы в радиационных распадах псевдоскалярных и векторных мезонов. ИФ, 1980, 32, с. 796.
9. M. Prátap, J. Smith.  $\eta$  and pion decays into lepton pairs Phys. Rev. 1972, D5, p. 2020.
10. L. Bargstron, E.N. Snallman. Potential model and meson decays. Preprint Royal Institut of Technology TRITA-TRY-80-16, Stochhol, 1980
11. Б.В. Мартемьянов. Электромагнитные формфакторы распадов  $V \rightarrow \rho \mu^+ \mu^-$  - векторных мезонов в модели мешков. ЯФ, 1980, 31, с. 999.
12. R.I. Dzhelelyadin, S.V. Golovkin et al., Study at the electromagnetic transition formfaktor in  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  decay IHEP 80-178 Serpukhov, 1980.
13. R.I. Dzhelelyadin, S.V. Golovkin et al., Search for rare decays of  $\eta$  and  $\eta'$ -mesons and for light higgs particles IHEP 80-179, Serpukhov, 1980.

14. G.Kopp. Dispersion calculation of the transition form factor  $F_{\pi\omega\gamma}(t)$  with cut contributions. Phys. Rev., 1974, D10, p. 932.
15. Particle properties. Rev. Mod. Phys. v 52, 1980.
16. Н.Н. Ачасов, С.А. Девянин, Г.Н. Шестаков. Существуют ли свидетельства в пользу четырехкварковой природы  $\delta$ -мезона? Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с. 56.
17. J.Jaffe Multiquark hadrons, I. Phenomenology of  $q^2\bar{q}^2$  mesons. Phys. Rev. 1977, D15, p. 267.
18. R.E. Marschak, R.C. Riazuddin. Theory of Weak Interactions in Particle Physics. N.Y. 1969,
19. А.Б. Говорков. Цветные степени свободы. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 1056.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 июня 1981 года.