

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

4563/83

29/VI-83

P4-83-429

Г.В.Ефимов, М.А.Иванов,  
Е.А.Ноговицын, А.Д.Рябцев

К ВОПРОСУ  
О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ  
НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

1983

## I. Введение

Нелокальная модель кварков (НМК) с единой точки зрения описывает различные явления низкоэнергетической физики адронов /1/. Однако все полученные до сих пор результаты относились лишь к адронам, составленным из легких  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков. Физика адронов, содержащих тяжелые кварки, имеет две характерные особенности, отличающие ее от физики легких адронов. Это, во-первых, существование большого числа узких резонансов с одинаковыми квантовыми числами и, во-вторых, то обстоятельство, что подавляющее большинство распадов очарованных частиц идет с нарушением правила Цвейга. Применимость НМК в новой области явлений заранее неясна. В данной работе исследуется возможность распространения НМК в том виде, в каком она применялась для описания легких адронов, в область физики чармония. Делается попытка описания состояний с одинаковыми квантовыми числами. Вопросы, связанных с нарушением правила Цвейга, мы не касаемся.

Основные положения НМК подробно сформулированы в /1/. Здесь коснемся только тех ее сторон, которые могут потребовать изменения при включении  $c$ -кварка.

Теория однозначно определяется выбором пропагатора кварка-виртона. Для легких адронов хорошо работает пропагатор вида

$$G(p) = L \exp \left\{ \xi \frac{L}{2} \hat{p} + \frac{L^2}{4} p^2 \right\}. \quad (I)$$

Двупараметрического произвола, содержащегося в (I), оказывается достаточно, чтобы описать с двадцатипроцентной точностью несколько десятков экспериментально наблюдаемых величин.

Далее, для легких мезонов параметр  $\mu = \frac{mL}{2} \leq 1$ , где  $m$  - масса мезона. Это дает возможность в инвариантных амплитудах ограничиваться приближением  $\mu = 0$ , а константу связи вычислять из условия связности в низшем порядке теории возмущений (ТВ). Для мезонов, содержащих  $c$ -кварк, с их большими массами следует ожидать  $\mu_c = \frac{mLc}{2} > 1$ . Это означает выход на режим экспоненциально-

го роста амплитуд как функций  $\mu$ . При этом становится незаконным разложение по  $\mu$ , и, что более существенно, может оказаться необходимым учет высших порядков ТВ в условии связности.

Ниже перечислены предположения, при которых производились расчеты в данной работе.

1. Пропагатор  $C$  - кварка выбирается в форме (I).

При этом не делается предположений о численном значении параметров.

2. Вычисления проводятся в низшем порядке ТВ. Условие связности также учитывается в низшем порядке.

3. Различия между состояниями с одинаковыми квантовыми числами описываются путем изменения структуры кварковых токов.

При этом вносятся минимальные изменения по сравнению с описанием легких мезонов. Проверка применимости этих предположений и составляет основное содержание работы.

Работа построена следующим образом. Выбор кварковых токов для резонансов с одинаковыми квантовыми числами описан в п. 2. В рамках сделанных предположений вычислены ширины распадов  $\gamma/\psi \rightarrow e^+e^-$ .

$\psi(3685) \rightarrow e^+e^-$ ,  $\psi(3770) \rightarrow e^+e^-$ ,  $\psi(3770) \rightarrow \bar{D}D$ .  
Результаты вычислений приведены в п. 3, расчетные формулы собраны в приложении.

Из первых двух процессов определялись параметры  $C$  - кварка  $\xi_c$  и  $L_c$ . Найденные значения использовались для расчета двух других процессов. При этом для  $\psi(3770) \rightarrow \bar{D}D$  результат оказался примерно на порядок заниженным, а для  $\psi(3685) \rightarrow e^+e^-$  - завышенным по сравнению с экспериментом.

Мы столкнулись с принципиально новой ситуацией. Если раньше, задав пропагатор вида (I) и используя двухпараметрический произвол, удавалось согласовать с экспериментом несколько десятков процессов, то теперь для мезонов, содержащих  $C$  - кварк, двух параметров оказалось недостаточно, чтобы описать три процесса:  $\gamma/\psi \rightarrow e^+e^-$ ,  $\psi(3770) \rightarrow e^+e^-$  и  $\psi(3770) \rightarrow \bar{D}D$ . Это может быть указанием, что в области физики чармония требуется более существенная модификация теории, не сводящаяся к переопределению параметров кваркового пропагатора. Возможно, следует изменить функциональный вид пропагатора или учитывать старшие порядки ТВ. Расхождение с экспериментом для  $\psi(3685) \rightarrow e^+e^-$  может, кроме того, свидетельствовать о неадекватности предложенного способа описания радиальных возбуждений.

## 2. Лагранжианы взаимодействия

Предположим, что лагранжиан взаимодействия кварк-виртонного поля с полем реальной частицы имеет тот же вид для очарованных мезонов, что и для легких:

$$L_{int} = g_h \cdot h(x) \cdot J_q^h(x), \quad (2)$$

где  $g_h$  - константа связи,  $h(x)$  - поле мезона и  $J_q^h(x)$  - соответствующий кварковый ток. Различия между состояниями с одинаковыми квантовыми числами попытаемся описать, варьируя структуру кваркового тока.

Будем рассматривать состояния  $\bar{c}c$  - системы  $\gamma/\psi(3100) = \psi_1$ ,  $\psi(3685) = \psi_2$ ,  $\psi(3770) = \psi_3$ . Все они имеют спин 1, четность - 1, зарядовую четность - 1 и в потенциальной кварковой модели [2] интерпретируются соответственно как основное состояние  $1^3S_1$ , радиальное возбуждение  $2^3S_1$  и орбитальное возбуждение  $1^3D_1$ , т.е. у  $\psi_1$  и  $\psi_2$  орбитальный момент равен нулю, а у  $\psi_3$  - двум. Сумма спинов кварков во всех случаях равна 1.

Считая поле  $c(x)$  обычным дираковским спинором и рассматривая нерелятивистский предел, можно показать, что токи, не содержащие производных с несвернутыми индексами, соответствуют состояниям с нулевым орбитальным моментом. Поэтому  $\psi_1$  сопоставим простейший ток

$$J_1^M = \bar{c} \gamma^M c. \quad (3a)$$

Для  $\psi_2$  усложним структуру тока введением производных со свернутыми индексами:

$$J_2^M = \bar{c} \gamma^M c + a \bar{c} \partial_\alpha c \gamma^M \partial_\alpha c + \frac{1}{2} b (\bar{c} \partial_\alpha c \gamma^M c + \bar{c} \gamma^M \partial_\alpha c). \quad (3b)$$

Для состояния с ненулевым орбитальным моментом выберем ток с одной производной:

$$J_3^M = i \bar{c} \partial^M c. \quad (3в)$$

Основным постулатом предлагаемого описания возбужденных состояний является требование, чтобы были подавлены виртуальные переходы между различными состояниями. Мы рассматриваем это требование как обобщение условия ортогональности волновых функций нерелятивистской квантовой механики. Для  $\psi_1$  и  $\psi_2$  можно было бы потребовать строгого обращения в нуль диаграммы рис. 1 при  $i=1$ ,  $j=2$  на массовых поверхностях  $\psi_1$  и  $\psi_2$ . Это дало бы систему

двух линейных уравнений для определения  $a$  и  $b$ . Однако из-за близости масс  $\psi_1$  и  $\psi_2$  детерминант этой системы оказывается малым, поэтому для ее решения коэффициенты должны быть известны с точностью большей, чем это разумно требовать, исходя из опыта применения НМК. Поэтому для  $\psi_2$  был выбран более простой ток, содержащий всего один новый параметр:

$$j_2^* = \bar{c} \gamma^* c + a \bar{\partial}_x c \gamma^* \partial_x c. \quad (3.6^1)$$

Условие ортогональности теперь может быть выполнено только приближенно. В качестве меры подавления переходов между разными состояниями возьмем величину

$$U_{ij} = \frac{48 \sqrt{\lambda_i \lambda_j}}{|\mu_i^2 - \mu_j^2|} K_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (4)$$

Здесь  $\lambda_i = \frac{g_i^2}{16\pi^2}$  - константа связи,  $\mu_i = \frac{m_i L}{2}$  - безразмерные массы,  $K_{ij}$  - интеграл, соответствующий однопетлевой диаграмме, дающей переход между состояниями  $i$  и  $j$ .

Малость  $U_{ij}$  гарантирует малость вставки, обведенной прямоугольником на диаграмме рис. 2, что дает возможность находить константу связи из условия связности для каждого состояния по отдельности по формуле

$$\lambda_i = \frac{1}{48 R_i^*(\mu^2)}, \quad (5)$$

где  $R_i(\mu^2)$  вычисляется из диаграммы рис. 1 при  $i=j$ . Явный вид  $R_i^*$  и  $K_{ij}$  приведен в приложении. Мы считаем разумной величиной  $U_{ij} \leq 0,1$ . Рис. 3 иллюстрирует выполнение условия ортогональности для  $\psi_1$  и  $\psi_3$ . Видно, что величина  $U_{13}$  мала в области значений параметров  $L_c$  и  $\xi_c$ , существенных для описания эксперимента. Это подтверждает правильность нашего выбора тока для орбитального возбуждения.

Выпишем полный лагранжиан взаимодействия для рассматриваемых трех уровней чармония:

$$L_\psi = g_1 \psi_{1\mu} \bar{c} \gamma^* c + g_2 \psi_{2\mu} (\bar{c} \gamma^* c + a \bar{\partial}_x c \gamma^* \partial_x c) + g_3 \psi_{3\mu} \bar{c} \partial_\mu c. \quad (6)$$

При расчетах процессов с участием фотонов производные следует заменять на ковариантные:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu \equiv \partial_\mu + i e A_\mu,$$



Рис. 1

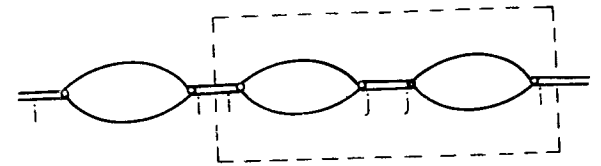


Рис. 2

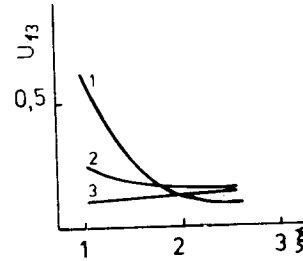


Рис. 3. Величина переходов между  $\psi_1$  и  $\psi_3$  в зависимости от  $L_c$  и  $\xi_c$ :  
1 -  $L_c = 0,6 \text{ ГэВ}^{-1}$ , 2 -  $L_c = 1,0 \text{ ГэВ}^{-1}$ ,  
3 -  $L_c = 1,4 \text{ ГэВ}^{-1}$ .

что дает добавку к лагранжиану электромагнитного взаимодействия кварков.

Выпишем также лагранжиан для  $D$ -мезонов. Он определяется их кварковым составом и имеет вид

$$L_D = i g_D \{ \bar{u} \gamma^5 c D + \bar{c} \gamma^5 u \bar{D} + \bar{d} \gamma^5 c D^+ + \bar{c} \gamma^5 d \bar{D}^+ \}. \quad (7)$$

### 3. Результаты вычислений

Применим лагранжиан (6) и (7) к расчету ширин распадов  $\psi$ -частиц. Для того чтобы исследовать, как работает в физике чармония НМК с пропагатором вида (I), рассмотрим сначала три простейших процесса:  $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ ,  $\psi(3770) \rightarrow e^+ e^-$  и  $\psi(3770) \rightarrow \bar{D} D$ . Эти процессы выбраны потому, что они позволяют отвлечься от усложнений, связанных с радикальными возбуждениями и нарушением правила Цвейга. Процесс  $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$  описывается диаграммой рис. 4а, процесс  $\psi(3770) \rightarrow e^+ e^-$  - суммой диаграмм, рис. 4а и 4б.

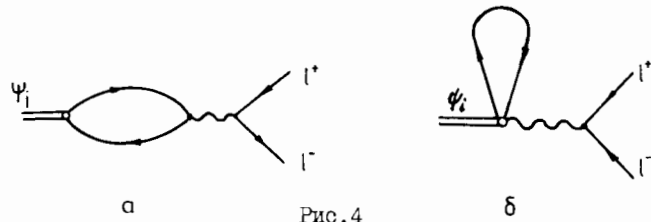


Рис.4

Будем рассматривать отношения \*

$$Q_i = \frac{\Gamma(\psi_i \rightarrow l^+ l^-)}{\Gamma_{\text{экс.}}(\psi_i \rightarrow l^+ l^-)}, \quad i=1, 2, 3.$$

Первое неисчезающее приближение по массам соответствует  $\mu=0$ . Тогда  $Q_1$  и  $Q_3$  зависят только от  $\xi_c$ . Графики этой зависимости показаны на рис. 5. Оказывается, что нельзя, изменяя  $\xi_c$ , согласовать с экспериментом оба процесса. Уже это может быть указанием на существенное отличие физики  $\psi$ -мезонов от легких мезонов.

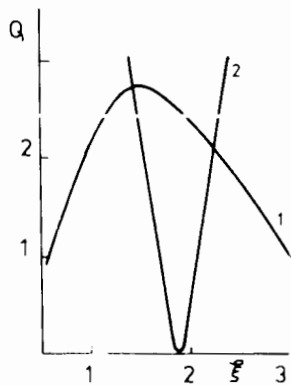


Рис.5. Лептонные ширины  $\psi_1$  и  $\psi_3$  без учета масс: 1 -  $Q_1(\xi)$ , 2 -  $Q_3(\xi)$ .

На рис. 6 представлена зависимость  $Q_1$  и  $Q_3$  от  $L_c$  и  $\xi_c$  при полном учете масс. Варьируя два параметра, можно согласовать с экспериментом оба процесса. Оказалось, что  $\xi_c$  и  $L_c$  лежат в интервалах

$$1,1 < \xi_c < 1,4,$$

$$0,9 < L_c < 1,3 \text{ (ГэВ}^{-1}\text{)}.$$

\* Значения  $\Gamma_{\text{экс.}}$  взяты из [3].

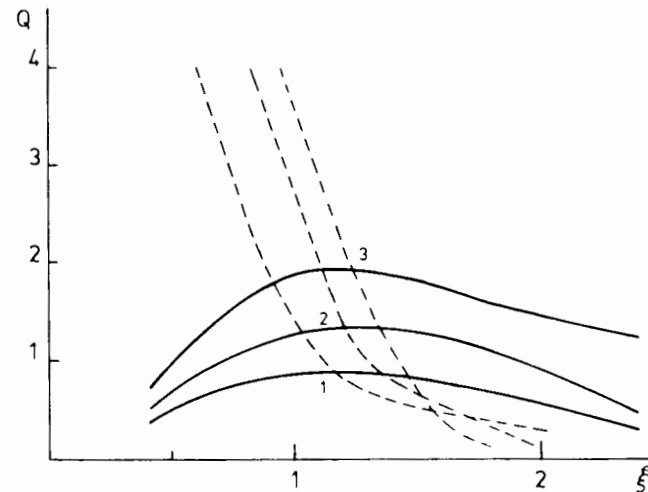


Рис.6. Лептонные ширины с учетом масс. Сплошные линии -  $Q_1(\xi)$ , пунктирные -  $Q_3(\xi)$ . Точки пересечения: 1 -  $L_c = 1,3 \text{ ГэВ}^{-1}$ , 2 -  $L_c = 0,9 \text{ ГэВ}^{-1}$ , 3 -  $L_c = 0,6 \text{ ГэВ}^{-1}$ .

Определенные таким образом параметры были затем использованы для расчета ширины распада  $\psi(3770) \rightarrow \bar{D}D$ . Особенностью расчета этого процесса является использование для различных кварков пропэгаторов с различными параметрами: для  $u$ - и  $d$ -кварков - старые значения  $L = 3,12 \text{ ГэВ}^{-1}$ ,  $\xi = 1,4$ ; для  $c$ -кварка -  $L_c$  и  $\xi_c$ , определенные выше; зависимость

$$Q_D = \frac{\Gamma(\psi \rightarrow \bar{D}D)}{\Gamma_{\text{экс.}}(\psi \rightarrow \bar{D}D)}$$

от  $\xi_c$  показана на рис. 7, от  $L_c$  - на рис. 8. Теоретическое значение ширины оказывается заниженным в 10-20 раз по сравнению с экспериментом.

Перейдем к распаду  $\psi(3685) \rightarrow l^+ l^-$ . Также используем найденные выше значения  $\xi_c$  и  $L_c$ . Посмотрим, как работает сформулированное в п. 2 условие ортогональности. На рис.9 приведен график зависимости  $U_{12}$  от  $a$ , на рис.10 -  $Q_2$  от  $a$ . Видно, что требование выполнения условия ортогональности приводит в противоречие с экспериментальным значением ширины.

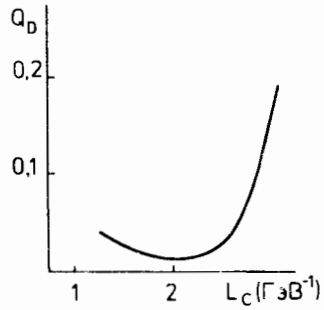


Рис.7. Зависимость  $Q_D$  от  $L_c$  при  $\xi_c = 1, 2$ .

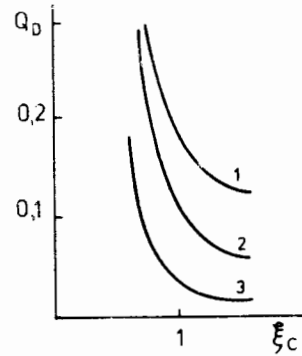


Рис.8. Зависимость  $Q_D$  от  $\xi_c$  при: 1 -  $L_c = 0,6 \text{ ГэВ}^{-1}$ ,  
2 -  $L_c = 1,0 \text{ ГэВ}^{-1}$ ,  
3 -  $L_c = 1,4 \text{ ГэВ}^{-1}$ .

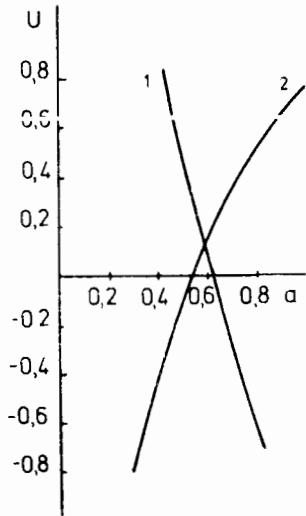


Рис.9. Зависимость переходов между  $\psi_1$  и  $\psi_2$  от  $\alpha$  при  $\xi_c = 1, 2$ ;  $L_c = 1, 2 \text{ ГэВ}^{-1}$ .  
1 -  $\psi_{12}(\alpha)$ , 2 -  $\psi_{21}(\alpha)$ .

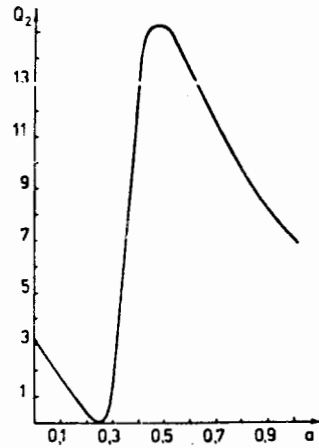


Рис.10. Зависимость лептонной ширины  $\psi_2$  от  $\alpha$  при  $\xi_c = 1, 2$ ;  $L_c = 1, 2 \text{ ГэВ}^{-1}$ .

Приложение

Лептонная ширина чармония дается формулой

$$\Gamma_i = \frac{16}{3\pi} g^2 \alpha^2 m_c \lambda_i \bar{I}_i^2, \quad i=1, 2, 3,$$

где  $g = \frac{2}{3}$  - заряд  $c$  - кварка,  $m_c$  - масса распадающейся частицы,  $\lambda_i$  - константа связи,  $\bar{I}_i$  - структурный интеграл:

$$\bar{I}_1 = 2 \int_0^{\infty} dt \sin \xi t \bar{e}^{-t^2} + \frac{3\mu}{2} \int_0^1 dv (1-v^2)^{1/2} \int_0^1 dt \text{sh} \left( \xi t \frac{\mu}{2} (1-v^2)^{1/2} \right) e^{-\frac{t^2 \mu^2 (1-v^2)}{4}},$$

$$\bar{I}_2 = 2 \int_0^{\infty} dt \sin \xi t \bar{e}^{-t^2} \cdot \left[ 1 - a \left( t^2 + \frac{9}{10} \mu^2 \right) \right] + \frac{3}{2} \mu \int_0^1 dv (1-v^2)^{1/2} \int_0^1 dt \text{sh} \left( \xi t \frac{\mu}{2} (1-v^2)^{1/2} \right) e^{-\frac{t^2}{4} \mu^2 (1-v^2)} \times \left\{ 1 - a \frac{\mu^2}{2} \left[ \frac{5-7v^2}{2} - t^2 (1-2v^2) \right] \right\},$$

$$\bar{I}_3 = - \int_0^{\infty} dt t \cos \xi t \bar{e}^{-t^2} - \frac{3\mu^2}{4} \int_0^1 dv v^2 (1-v^2) \int_0^1 dt t \text{ch} \left( \xi t \frac{\mu}{2} (1-v^2)^{1/2} \right) \times \exp \left( -\frac{t^2 \mu^2}{4} (1-v^2) \right).$$

Константы связи  $\lambda_i$  вычисляются по формуле (5). При этом

$$R_i'(\mu^2) = e^{-\frac{\mu^2}{2}} \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dq q^3 e^{-2q^2} \int_0^1 dv (1-v^2)^{1/2} \times \left\{ \left[ \left( \frac{1}{2} + 2 \frac{1-q^2}{\mu^2} \right) P_i^2 \left( q^2 + \frac{\mu^2}{4} \right) + 2 \cdot \frac{q^2 + \frac{\mu^2}{4}}{\mu^2} P_i \left( q^2 + \frac{\mu^2}{4} \right) P_i' \left( q^2 + \frac{\mu^2}{4} \right) \right] \times \left[ \frac{1+W}{2} \text{ch} 2B + \frac{1-W}{2} \cos 2A \right] + P_i^2 \left( q^2 + \frac{\mu^2}{4} \right) \left[ \frac{(1+W)}{2\mu^2} B \text{sh} 2B - \frac{(1-W)}{2\mu^2} A \cdot \sin 2A \right] \right\},$$

$i=1, 2$ ;

$$R_3'(\mu^2) = e^{-\frac{\mu^2}{2}} \frac{4}{3\pi} \int_0^{\infty} dq q^5 e^{-2q^2} \int_0^1 dv (1-v^2)^{3/2} \times \left\{ \left( \frac{3-2q^2}{\mu^2} + \frac{1}{2} \right) \left[ (\tilde{w}-1) \text{ch} 2B - (\tilde{w}+1) \cos 2A \right] + (\tilde{w}-1) B \cdot \frac{\text{sh} 2B}{\mu^2} + (\tilde{w}+1) A \cdot \frac{\sin 2A}{\mu^2} \right\}.$$

В выражениях для  $K_{ij}$   $\mu$  вычисляется на средней массе:

$$\mu^2 = \frac{m_1^2 + m_2^2}{8} L_c^2,$$

$$K_{ij} = e^{\frac{\mu^2}{2}} \frac{8}{3\pi} \int_0^\infty dq q^3 e^{-2q^2} P_i(q^2 + \frac{\mu^2}{4}) P_j(q^2 + \frac{\mu^2}{4}) \int_0^1 d\nu (1-\nu^2)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \frac{1+W}{2} \operatorname{ch} 2B + \frac{1-W}{2} \cos 2A \right\},$$

$$K_{i3} = e^{\frac{\mu^2}{2}} \frac{8}{3\pi} \int_0^\infty dq q^5 e^{-2q^2} P_i(q^2 + \frac{\mu^2}{4}) \int_0^1 d\nu (1-\nu^2)^{3/2} \times \\ \times \frac{1}{2} (A \sin 2A + B \operatorname{sh} 2B), \\ i, j = 1, 2.$$

Полиномы  $P_i$  характеризуют радиальные возбуждения:

$$P_0(x) \equiv 1,$$

$$P_2(x) \equiv 1 - a x.$$

Использованы сокращенные обозначения:

$$z = \left[ (q^2 - \frac{\mu^2}{4})^2 + \mu^2 \nu^2 q^2 \right]^{1/2},$$

$$A = \frac{\xi}{\sqrt{2}} (z + q^2 - \frac{\mu^2}{4})^{1/2},$$

$$B = \frac{\xi}{\sqrt{2}} (z - q^2 + \frac{\mu^2}{4})^{1/2},$$

$$W = \frac{1}{2} \left( \frac{1+2\nu^2}{3} q^2 + \frac{\mu^2}{4} \right),$$

$$\tilde{W} = \frac{4q^2 + \mu^2}{2}.$$

Ширина распада  $\psi(3770) \rightarrow \bar{D}D$  имеет вид

$$\Gamma = \frac{1}{6\pi} \frac{p^3}{m_\psi^3} \lambda_D^2 \lambda_\psi G^2.$$

Здесь  $m_\psi$  - масса  $\psi$ -мезона,  $p$  - 3-импульс  $D$ -мезона в с.ц.и.,  $\lambda_\psi \equiv \lambda_3$  - константа связи  $\psi$ -мезона,  $\lambda_D$  - константа связи

$D$ -мезона. Необходимо рассматривать отдельно распады в заряженные и нейтральные  $D$ -мезоны из-за различия величины  $\rho$ .

$$\lambda_D = \frac{1}{48 R_D'(\mu^2)}.$$

Аналитическое выражение для  $R_D$  имеет вид

$$R_D = \frac{8}{3\pi} \int_0^\infty dq q^3 \exp\{(1+S^2)(\frac{\mu^2}{4} - q^2)\} \int_0^1 d\nu (1-\nu^2)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \cos[(1-S^2)\mu q \nu] (A_1 + W A_2) + \sin[(1-S^2)\mu q \nu] (A_3 + W A_4) \right\},$$

где

$$S = \frac{L}{L_c}, \quad \eta = \frac{\xi}{\xi_c},$$

$$W = \frac{q^2 + \frac{\mu^2}{4}}{z},$$

$$z = \left[ (q^2 - \frac{\mu^2}{4})^2 + \mu^2 \nu^2 q^2 \right]^{1/2},$$

$$u = \xi \left[ \frac{1}{2} (q^2 + z - \frac{\mu^2}{4}) \right]^{1/2}, \quad v = \xi \left[ \frac{1}{2} (q^2 - z + \frac{\mu^2}{4}) \right]^{1/2},$$

$$A_1 = \cos u \cos \eta u \operatorname{ch} v \operatorname{ch} \eta v + \sin u \operatorname{sh} v \sin \eta v \operatorname{sh} \eta v,$$

$$A_2 = \sin u \sin \eta u \operatorname{ch} v \operatorname{ch} \eta v + \cos u \cos \eta u \operatorname{sh} v \operatorname{sh} \eta v,$$

$$A_3 = \cos u \sin \eta u \operatorname{ch} v \operatorname{ch} \eta v - \cos \eta u \sin u \operatorname{ch} v \operatorname{sh} v,$$

$$A_4 = \cos u \sin \eta u \operatorname{sh} v \operatorname{ch} \eta v - \sin u \cos \eta u \operatorname{sh} v \operatorname{ch} v.$$

Производная вычислялась численным дифференцированием.

$$G = 3 \cdot 2^3 \cdot S \cdot I,$$

$$I = \frac{1}{p} \exp\{-\frac{\mu^2}{2} - \frac{\xi^2}{4} S^2\} \int_0^\infty dq \int_0^1 d\nu \int_{-1}^1 d\omega q^4 \times \\ \times \exp\{\rho q \omega (1-\nu^2)^{1/2} S^2 - (2+\xi^2) q^2\} \cdot \omega (1-\nu^2) \times \\ \times \left\{ \frac{1}{2} \cos(\xi \eta \sqrt{q^2 + \frac{\xi^2}{4} - \rho q \omega (1-\nu^2)^{1/2}}) \times \right. \\ \times [(\cos 2u + \operatorname{ch} 2v) - W(\operatorname{ch} 2u - \cos 2v)] + \\ \left. + \frac{1}{\xi \eta} \left[ \frac{\mu q \nu}{2} (v \sin 2u - u \operatorname{sh} 2v) + (q^2 - \frac{\xi^2}{2} q \omega (1-\nu^2)^{1/2}) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (u \sin 2v + v \operatorname{sh} 2u) \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{\sin \xi \eta S \sqrt{q^2 + \frac{\xi^2}{4} - \rho q \omega (1-\nu^2)^{1/2}}}{\sqrt{q^2 + \frac{\xi^2}{4} - \rho q \omega (1-\nu^2)^{1/2}}} \right\}.$$

В этой формуле  $\rho = p \cdot L_c$ ,  $u$ ,  $v$  и  $\omega$  имеют тот же вид, что и в выражении для константы связи.

Литература

1. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1220.
2. Thomas Appelquist et al. SLAC-PUB-2100, Stanford, 1978.
3. Particle Data Group. Phys.Lett., 111B, 1, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 июня 1983 года.

Ефимов Г.В. и др.

P4-83-429

К вопросу о границах применимости нелокальной модели кварков

Исследуется возможность применения нелокальной модели кварков /НМК/ для описания частиц, содержащих очарованные кварки. Предложен метод введения в теорию резонансов с одинаковыми квантовыми числами. Различия между такими состояниями описываются путем изменения структуры кварковых токов с дополнительным условием "ортогональности". Последнее позволяет не учитывать недиагональных матричных элементов вне массовой поверхности в условии связности. Вычислены ширины распадов векторных состояний чармония  $J/\psi$  (3100),  $\psi'$  (3685) и  $\psi$  (3770) в лептоны и распада  $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$ . Показано, что имеющегося в теории параметрического произвола недостаточно для фитирования экспериментальных данных. Сделан вывод о необходимости пересмотра представлений НМК в области физики мезонов, содержащих  $c$ -кварки.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Efimov G.V. et al.

P4-83-429

On the Limits of Application of the Nonlocal Quark Model

The possibility of application of the nonlocal quark model (NQM) to the physics of mesons, containing charmed quarks, is considered. A method for description of states with identical quantum numbers is suggested. In order to distinguish between such states different quark currents are introduced with additional condition of "orthogonality" implied. The latter allows one to neglect nondiagonal off-shell matrix elements in compositeness condition for coupling constants. In the framework of NQM with additional assumptions mentioned several decay widths of vector charmonium states have been computed, namely leptonic widths of  $J/\psi$  (3100),  $\psi'$  (3685) and  $\psi$  (3770) and the decay width into charmed D-mesons  $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$ . It is shown that the two-parametric freedom of the model is not sufficient to fit the experimental data. It is concluded that the revision of basic concepts of NQM is necessary in physics of mesons containing  $c$ -quarks.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.