Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. Д. Соловьев, Глюболы в трунной кварковой модели, *ТМФ*, 2001, том 126, номер 2, 247–257

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1924>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 52.87.193.239

26 апреля 2023 г., 05:19:32

ГЛЮБОЛЫ В СТРУННОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Показано, что собственные состояния квантованной простейшей замкнутой (эллиптической) струны Намбу–Гото, интерпретируемые как глюболы, имеют квантовые числа $I^G j^{PC} = 0^+ j^{++}$. Легчайшие глюболы имеют спины $j = 0, 1, 2$ и одну и ту же массу 1500 ± 20 МэВ, что соответствует $f_0(1500)$ -, $f_1(1510)$ - и $f_2(1565)$ -мезонам. Возбуждение высших фурье-мод приводит к глюболу с $j = 0$ и массой 2200 ± 30 МэВ, что соответствует $f_0(2200)$ -мезону. Следующие глюболы имеют $j = 0, 1, 2, 3, 4$ и массу 2610 ± 20 МэВ. Наклон реджевских траекторий глюболов вдвое меньше, чем для кварк-антикварковых мезонов. Их главная (померонная) траектория имеет при нулевом передаваемом импульсе значение 1.07 ± 0.03 .

1. ВВЕДЕНИЕ

подавляющее большинство известных мезонов могут быть описаны как собственные состояния квантованной прямолинейной струны Намбу–Гото с дираковскими кварками на концах [1]. Струна, приближенно учитывающая непертурбативный вклад глюонного поля на больших расстояниях, характеризуется параметром натяжения, а кварки — своими токовыми массами. Все эти параметры, а также феноменологические константы, описывающие неструнный глюонный вклад на малых расстояниях, определяются из сравнения теоретического и экспериментального спектров мезонов, лежащих на главных реджевских траекториях.

Поскольку этот подход оказался успешным для описания кварк-антикварковых мезонов, естественно попытаться обобщить его на простейшие замкнутые струны с целью описания глюонных состояний мезонов — глюболов.

Классическое описание простейшей замкнутой (эллиптической) струны Намбу–Гото было проделано в работе [2], ее квантовое описание — в работе [3]. В настоящей статье вводится константа неструнного вклада и рассматривается возможная интерпретация результатов работы [3] совместно с результатами анализа $q\bar{q}$ -мезонов [1].

В разделе 2 получены результаты работы [3] более простым методом, с помощью 1-формы [4] вместо скобок Дирака. Рассмотрены также свойства классического реше-

*Институт физики высоких энергий, Протвино, Московская обл., Россия.
E-mail: solovievl@mx.ihep.su

ния, в частности его устойчивость. При нулевом значении массы струны решение оказывается неустойчивым. Это значение не должно рассматриваться при квантовании (что привело бы к тахиону). В разделе 3 рассмотрено квантование, волновые функции и реджевские траектории глюболов. Проведены сравнение с экспериментом и идентификация низших глюболовых состояний. Определен единственный свободный параметр модели и вычислены ее предсказания: массы и квантовые числа высших глюболов и померонная траектория Редже. Учтено возбуждение высших фурье-мод струны. В заключение кратко обсуждаются полученные результаты.

2. КЛАССИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЛЮБОЛОВ

Замкнутая струна описывается 4-вектором $x^\mu(\sigma, \tau)$, зависящим от релятивистских скаляров, характеризующих положение точек на струне (σ) и эволюцию струны (τ); $0 \leq \sigma \leq 2\pi$, $x^\mu(0, \tau) = x^\mu(2\pi, \tau)$. Лагранжиан струны Намбу–Гото

$$\mathcal{L} = -a \int_0^{2\pi} ((x')^2 - x'^2 \dot{x}^2)^{\frac{1}{2}} d\sigma, \quad (1)$$

где штрих и точка обозначают частные производные по σ и τ , соответственно, а параметр натяжения струны a известен из анализа $q\bar{q}$ -мезонов [1], может быть представлен в гамильтоновой форме [2]:

$$\mathcal{L} = - \int_0^{2\pi} p \dot{x} d\sigma - \int_0^{2\pi} (h_1(a^2 x'^2 + p^2) + h_2 p x') d\sigma, \quad (2)$$

где первый член определяет скобки Пуассона компонент координаты струны x и сопряженной ей плотности импульса p [4], а второй член – гамильтониан струны, равный благодаря симметрии лагранжиана линейной комбинации связей (h_i – множители Лагранжа).

Будем рассматривать простейшую (эллиптическую) конфигурацию замкнутой струны

$$x(\sigma, \tau) = r(\tau) + q_1(\tau) \cos \sigma + q_2(\tau) \sin \sigma \quad (3)$$

и воспользуемся параметризацией, в которой плотность импульса имеет ту же конфигурацию:

$$p(\sigma, \tau) = \pi^{-1} \left(\frac{1}{2} P(\tau) + \pi_1(\tau) \cos \sigma + \pi_2(\tau) \sin \sigma \right). \quad (4)$$

Таким свойством обладает, например, ортонормальная параметризация, в которой $p = a\dot{x}$, или параметризация, в которой $x'\dot{x} = 0$ и величина $\dot{x}^2/x'^2$ не зависит от σ .

Подставив выражения (3), (4) в (2), мы получим связи, которые соответствуют как симметрии лагранжиана, так и выбору параметризации:

$$\mathcal{L} = -P\dot{r} - \pi_1\dot{q}_1 - \pi_2\dot{q}_2 - \sum_{i=1}^{10} c_i \phi_i, \quad (5)$$

где коэффициенты c_i пропорциональны интегралам по σ от величин $h_{1,2}$, умноженных на 1, $\cos k\sigma$ или $\sin k\sigma$, $k = 1, 2$. Связи ϕ_i имеют вид

$$\phi_1 = a^2 \pi^2 (q_1^2 + q_2^2) + 2^{-1} P^2 + \pi_1^2 + \pi_2^2, \quad (6)$$

$$\phi_2 = \pi_1 q_2 - \pi_2 q_1, \quad (7)$$

$$\phi_3 = P \pi_1, \quad \phi_4 = P \pi_2, \quad \phi_5 = P q_2, \quad \phi_6 = P q_1, \quad (8)$$

$$\phi_7 = a^2 \pi^2 (q_2^2 - q_1^2) + \pi_1^2 - \pi_2^2, \quad \phi_8 = -a^2 \pi^2 q_1 q_2 + \pi_1 \pi_2, \quad (9)$$

$$\phi_9 = \pi_1 q_2 + \pi_2 q_1, \quad \phi_{10} = \pi_2 q_2 - \pi_1 q_1. \quad (10)$$

1-форма в (5) определяет скобки Пуассона введенных переменных, среди которых ненулевые равны

$$\{P^\mu, r^\nu\} = \{\pi_i^\mu, q_i^\nu\} = g^{\mu\nu}, \quad i = 1, 2. \quad (11)$$

Относительно этих скобок связи (8)–(10) являются связями второго рода (из-за выбора параметризации) и должны быть решены явно. Для этого рассмотрим сначала сохраняющиеся и параметризационно-инвариантные величины струны, имеющие нулевые скобки с гамильтонианом в (5). Такими величинами являются полный импульс струны P , ее масса $m = \sqrt{P^2}$ и спин струны

$$J_\mu = \sum_{i=1,2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} v^\nu q_i^\rho \pi_i^\sigma, \quad v^\nu = \frac{P^\nu}{m}. \quad (12)$$

Спин J_μ имеет нулевые скобки с P^ν , а также с лоренцовскими скалярами струны. Скобки компонент спина с (псевдо)векторами струны Y имеют вид

$$\{J_\mu, Y_\nu\} = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} v^\alpha Y^\beta. \quad (13)$$

Замечательно, что эллиптическая струна имеет еще один сохраняющийся параметризационно-инвариантный псевдовектор [3]

$$W_\mu = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} v^\nu ((a\pi)^{-1} \pi_1^\rho \pi_2^\sigma + a\pi q_1^\rho q_2^\sigma), \quad (14)$$

скобки которого со всеми связями (6)–(10) равны нулю, при этом

$$\{W_\mu, W_\nu\} = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} v^\alpha J^\beta. \quad (15)$$

Введем так называемые псевдоспины струны

$$L_{1,2} = \frac{1}{2}(J \pm W), \quad (16)$$

скобки которых равны

$$\{L_{i\mu}, L_{j\nu}\} = \delta_{ij}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}v^\alpha L_i^\beta, \quad (17)$$

$$\{L_{i\mu}, P_\nu\} = 0. \quad (18)$$

Таким образом, эллиптическая струна обладает двумя независимыми сохраняющимися псевдоспинами, сумма которых равна спину струны:

$$J = L_1 + L_2. \quad (19)$$

Теперь мы можем написать решение связей (8)–(10). Введем тетраду векторов $e_\alpha^\mu(P)$ ($\alpha = 0, a$, $a = 1, 2, 3$):

$$e_\alpha e_\beta = g_{\alpha\beta}, \quad e_0 = v, \quad \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}e_0^\mu e_a^\nu e_b^\rho e_c^\sigma = \epsilon_{abc}, \quad (20)$$

и разложим векторы $Y = q_i, \pi_i, L_i, J$, ортогональные P , по тетраде:

$$Y^\mu = e_a^\mu Y^a, \quad a = 1, 2, 3. \quad (21)$$

Мы будем использовать обозначения трехмерных векторов

$$\{Y^a\} = \vec{Y}, \quad \{\epsilon_{abc}n^b m^c\} = [\vec{n}, \vec{m}]. \quad (22)$$

Тогда решение связей имеет вид

$$\vec{q}_1 = -\frac{m}{4\pi a}([\hat{L}_1, \vec{n}_1] + [\hat{L}_2, \vec{n}_2]), \quad \vec{\pi}_1 = \frac{m}{4}(\vec{n}_1 + \vec{n}_2), \quad (23)$$

$$\vec{q}_2 = \frac{m}{4\pi a}(\vec{n}_1 - \vec{n}_2), \quad \vec{\pi}_2 = \frac{m}{4}([\hat{L}_1, \vec{n}_1] - [\hat{L}_2, \vec{n}_2]), \quad (24)$$

где

$$\hat{L}_i = \frac{\vec{L}_i}{|\vec{L}_i|}, \quad (25)$$

$$\vec{n}_i^2 = 1, \quad \vec{n}_i \vec{L}_i = 0. \quad (26)$$

Вместо 16 переменных q_i^μ, π_i^μ при восьми связях мы ввели 12 переменных L_i^a, n_i^a при четырех связях (26), которые легко решаются, например введением сферических систем координат.

Подставляя решение связей (23)–(26) в лагранжиан (5), получаем

$$\mathcal{L} = -P\dot{Z} + \sum_{i=1,2} [\vec{L}_i, \vec{n}_i] \dot{\vec{n}}_i - c_1 \left(\sqrt{\vec{L}_1^2} + \sqrt{\vec{L}_2^2} - \frac{P^2}{4\pi a} \right) - c_2 \left(\sqrt{\vec{L}_1^2} - \sqrt{\vec{L}_2^2} \right), \quad (27)$$

где координата струны, сопряженная полному импульсу, равна

$$Z_\mu = r_\mu + \frac{1}{2} \epsilon_{abc} e_a^\nu \frac{\partial e_{b\nu}}{\partial P^\mu} J_c. \quad (28)$$

Ненулевые скобки, соответствующие 1-форме в (27), равны

$$\{P^\mu, Z^\nu\} = g^{\mu\nu}, \quad (29)$$

$$\{L_{ia}, L_{ib}\} = \epsilon_{abc} L_{ic}, \quad \{L_{ia}, n_{ib}\} = \epsilon_{abc} n_{ic}. \quad (30)$$

Связи в (27) и скобки (29), (30) впервые были получены другим методом в работе [3].

Варьируя (27), нетрудно получить классическое решение для эллиптической струны [2]. В ортонормальной параметризации ($c_1 = 1$, $c_2 = 0$ после варьирования)

$$x(\sigma, \tau) = x_0 + \frac{1}{2\pi a} P \tau + e_a q^a(\sigma, \tau), \quad (31)$$

$$\vec{q}(\sigma, \tau) = \frac{m}{2\pi a} (-\sin \alpha \sin(\sigma + \sigma_0) \cos(\tau + \tau_0) \vec{k} + \cos(\sigma + \sigma_0) N \vec{f}(\tau)), \quad (32)$$

где $\vec{k}$ и $\vec{f}$ — единичные ортогональные векторы: $\vec{k}$ — постоянный вектор вдоль спина, а вектор $\vec{f}(\tau)$ вращается вокруг него. Вводя постоянные векторы $\vec{i}$ и $\vec{j}$, ортогональные $\vec{k}$ и друг другу, имеем

$$\vec{k} = \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|} = \frac{\vec{L}_1 + \vec{L}_2}{|\vec{L}_1 + \vec{L}_2|}, \quad (33)$$

$$\vec{i} = \frac{\vec{L}_2 - \vec{L}_1}{|\vec{L}_2 - \vec{L}_1|}, \quad \vec{j} = [\vec{k}, \vec{i}], \quad (34)$$

$$\vec{f}(\tau) = N^{-1} (-\cos \alpha \sin(\tau + \tau_0) \vec{i} + \cos(\tau + \tau_0) \vec{j}), \quad (35)$$

$$N = (1 - \sin^2 \alpha \sin^2(\tau + \tau_0))^{\frac{1}{2}}. \quad (36)$$

Углы α , σ_0 и τ_0 характеризуют начальное положение струны: α — половина угла между постоянными векторами псевдоспинов $\vec{L}_1$ и $\vec{L}_2$, имеющими одну и ту же длину, а σ_0 и τ_0 определяют начальные положения и скорости векторов

$$\vec{n}_i = \vec{n}_{i1} \sin \tau - \vec{n}_{i2} \cos \tau \quad (37)$$

в координатах $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$:

$$\vec{n}_{i1} = (\sin \beta_i \cos \alpha, -\cos \beta_i, \sin \beta_i \sin \alpha), \quad (38)$$

$$\vec{n}_{i2} = (\cos \beta_i \cos \alpha, \sin \beta_i, \cos \beta_i \sin \alpha),$$

$$\tau_0 = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}, \quad \sigma_0 = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2}. \quad (39)$$

Рассмотрим движение струны в системе, где она покоится как целое, $\vec{P} = 0$. Лабораторное время при этом равно

$$t \equiv x^0 - x_0^0 = d\tau, \quad d = \frac{m}{2\pi a}. \quad (40)$$

Форма и движение струны существенно зависят от векторов псевдоспинов $\vec{L}_1$ и $\vec{L}_2$, $|\vec{L}_1| = |\vec{L}_2| = L$. При этом

$$m^2 = 8\pi aL, \quad \vec{J} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2. \quad (41)$$

В случае $\vec{L}_1 = -\vec{L}_2$ спин струны равен нулю, струна лежит в плоскости, ортогональной $\vec{L}_i$, и представляет собой окружность с осциллирующим радиусом от максимального значения d до нуля (рис. 1а).

Рис. 1. Классическая струна с нулевым спином (а); струна с промежуточным спином (б), (в); струна с максимальным спином (г).

В общем случае, когда угол между $\vec{L}_1$ и $\vec{L}_2$ заключен в пределах $0 < 2\alpha < \pi$, спин струны равен

$$J = \frac{m^2}{4\pi a} \cos \alpha. \quad (42)$$

Струна представляет собой эллипс с полуосями

$$A = dN, \quad B = d \sin \alpha \cos(\tau + \tau_0) \quad (43)$$

(большая полуось A ортогональна спину, малая параллельна спину) и вращается вокруг вектора спина с угловой скоростью

$$\left| \frac{d\vec{f}}{dt} \right| = d^{-1} \cos \alpha N^{-2}. \quad (44)$$

Когда струна лежит в плоскости, ортогональной плоскости, в которой лежат векторы $\vec{L}_i$, ее полуоси максимальны: $A = d$ и $B = d \sin \alpha$, мгновенная угловая скорость минимальна и равна $d^{-1} \cos \alpha$ (рис. 1б). По мере вращения эллипс сжимается и ускоряет вращение. Когда он достигает плоскости, в которой лежат векторы $\vec{L}_i$, он сжимается в прямую с полудлиной $d \cos \alpha$. Угловая скорость его при этом максимальна и равна обратной величине полудлины (рис. 1в). Затем эллипс расширяется и замедляется и т.д.

В другом крайнем случае, когда $\vec{L}_1 = \vec{L}_2$, спин струны максимален:

$$J = \frac{m^2}{4\pi a} \quad (45)$$

(что вдвое меньше, чем у открытой прямолинейной струны той же массы), струна сжата в прямую полудлины d и вращается с постоянной угловой скоростью d^{-1} (рис. 1г).

Чтобы проквантовать полученное решение, нужно знать область его устойчивости. Нетрудно проверить, что решение является устойчивым при всех значениях начальных данных, кроме $L = 0$. При $L = 0$ струна вырождается в точечную частицу с нулевой массой, как это видно из (27), однако при сколь угодно малом $L \neq 0$ мы имеем систему с малой массой, но со всеми степенями свободы эллиптической струны. Поэтому квантование нашей системы при близкой к нулю величине псевдоспинов не имеет смысла (оно привело бы к тахиону).

3. КВАНТОВАНИЕ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для канонического квантования модели величины P , Z , $\vec{L}_i$ и $\vec{n}_i$ заменим операторами, их скобки Пуассона (29), (30) – коммутаторами ($\{\cdot, \cdot\} \rightarrow -i[\cdot, \cdot]$), а связи, вытекающие из (27), – операторными уравнениями для волновых функций

$$\left(\sum_{i=1,2} \sqrt{\vec{L}_i^2} - \frac{1}{4\pi a} P^2 - a_0 \right) \psi = 0, \quad (46)$$

$$\left(\sqrt{\vec{L}_1^2} - \sqrt{\vec{L}_2^2} \right) \psi = 0. \quad (47)$$

Полученная квантовая система является пуанкаре-инвариантной, так как операторы импульса и углового момента, полученные из соответствующих классических выражений, удовлетворяют алгебре Пуанкаре [3]. В уравнение (46) введена величина a_0 , характеризующая неструнное глюонное взаимодействие на малых расстояниях, подобно тому как это было сделано в [1] для кварк-антикварковых мезонов. Величина a_0 , вообще говоря, могла бы зависеть от $\vec{L}_i$, но она не может возрастать с ростом $\vec{L}_i^2$, поскольку растущий член, по основному предположению модели, описывается струнным вкладом. В величину a_0 могли бы также давать вклад вакуумные значения высших мод колебаний струны. В первом приближении учтем в a_0 лишь часть, не зависящую от $\vec{L}_i$, т.е. будем считать a_0 константой, определяемой из эксперимента. Это единственная неизвестная константа модели, так как вторая константа модели — натяжение струны a — известна из анализа кварк-антикварковых мезонов [1]:

$$a = 0.176 \pm 0.002 \text{ ГэВ}^2. \quad (48)$$

Не учитывая в волновой функции фактор, описывающий движение струны как целого, запишем решение уравнений (46), (47) в представлении, где P и $\vec{n}_i$ диагональны [3]:

$$\psi_{jMl}(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = \sum_{M=m_1+m_2} C(jM; l m_1, l m_2) Y_{l m_1}(\vec{n}_1) Y_{l m_2}(\vec{n}_2), \quad (49)$$

где C — коэффициенты Клебша–Гордана. Оно описывает внутреннее движение квантовой струны (глюбола) со спином j , его проекцией M и псевдоспинами l , которые в соответствии с устойчивостью классического решения, рассмотренной в предыдущем разделе, принимают значения $l = 1, 2, 3, \dots$. При этом $j = 0, 1, 2, \dots, 2l$.

Мы видим, что глюболы пространственно-четны при всех j и l . Так как они электрически нейтральны и зарядово-четны, то их квантовые числа равны

$$I^G j^{PC} = 0^+ j^{++}. \quad (50)$$

В соответствии с уравнениями (46), (47) масса глюбола зависит только от l . Вводя $k = 0$ для главной реджевской траектории, $k = 1$ для первой траектории, $k = 2$ для второй и т.д., мы можем записать

$$j = 2l - k. \quad (51)$$

Тогда из (46), (47), (49) получаем, что реджевские траектории глюболов имеют вид

$$\sqrt{(j+k)(j+k+2)} = a_0 + \frac{1}{4\pi a} m^2. \quad (52)$$

На главной реджевской траектории лежат глюболы с четными спинами, на первой — с нечетными, на второй — снова с четными и т.д. Все эти траектории $j(m^2, k)$, как функции m^2 , имеют при больших j наклон

$$j'(\infty, k) = \frac{1}{4\pi a} = 0.452 \pm 0.005 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (53)$$

в два раза меньший, чем для кварк-антикварковых состояний, и нелинейны при малых j .

Замечательные свойства глюболов в этой модели – их квантовые числа (50) и вырожденность по массе состояний с разными спинами j при одном и том же псевдospине l . Низшие по массе состояния с $l = 1$ и квантовыми числами 0^+0^{++} , 0^+1^{++} и 0^+2^{++} могут быть отождествлены с мезонами:

$$\begin{aligned} f_0(1500), \quad 0^+0^{++}, \quad m &= 1500 \pm 10 \text{ МэВ}; \\ f_1(1510), \quad 0^+1^{++}, \quad m &= 1518 \pm 5 \text{ МэВ}; \\ f_2(1565), \quad 0^+2^{++}, \quad m &= 1542 \pm 22 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (54)$$

Эти мезоны не являются кварк-антикварковыми [1] (подробнее см. с. 28, 402, 404, 406 в [5] и приведенную там литературу; заметим, что в [5] только $f_0(1500)$ -мезон считается твердо установленным). Примем для массы легчайшего глюбола с $l = 1$ оценку

$$m_1 = 1500 \pm 20 \text{ МэВ}. \quad (55)$$

Это позволяет найти из (52) константу

$$a_0 = 1.81 \pm 0.04. \quad (56)$$

Зная параметры модели, мы можем фиксировать реджевские траектории глюболов (52) и предсказать массы и квантовые числа более тяжелых глюболов (рис. 2). Для $l = 2$ имеем спин-четности и массу

$$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}, 3^{++}, 4^{++}, \quad m_2 = 2610 \pm 20 \text{ МэВ}. \quad (57)$$

Для следующих глюболов имеем

$$0^{++}, 1^{++}, \dots, 5^{++}, 6^{++}, \quad m_3 = 3360 \pm 25 \text{ МэВ}. \quad (58)$$

Из (52) получаем выражение для главной реджевской траектории глюболов – померонной траектории:

$$j(m^2, 0) \equiv j(m^2) = \sqrt{\left(a_0 + \frac{1}{4\pi a} m^2\right)^2 + 1} - 1, \quad (59)$$

откуда

$$j(0) = 1.07 \pm 0.03, \quad (60)$$

что соответствует данным по адронному рассеянию при высоких энергиях [6]. Заметим также, что

$$j'(0) = 0.395 \pm 0.005 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad j''(0) \approx 0.02 \text{ ГэВ}^{-4}. \quad (61)$$

Рис. 2. Реджевские траектории глюболов в струнной кварковой модели.

Учет второй и третьей фурье-мод в разложениях координаты и импульса струны (3), (4) может быть проделан точно таким же методом. При этом спектральное условие, вытекающее из квантовых уравнений (46), (47), принимает вид

$$2\sqrt{l(l+1)} + 4n = a_0 + \frac{1}{4\pi a} m^2, \quad (62)$$

где n — целое положительное число или нуль. При $n \neq 0$ соответствующее классическое решение является устойчивым и при $l = 0$, поэтому мы можем применять квантовую формулу (62) и при $l = 0$, что приводит к предсказанию дочерних глюболов с квантовыми числами 0^+0^{++} и массами

$$m_{0n} = \sqrt{4\pi a(4n - a_0)}, \quad (63)$$

что для низшего дочернего глюбола с $n = 1$ дает массу

$$m_{01} = 2200 \pm 33 \text{ МэВ}. \quad (64)$$

В заключение заметим, что проделанная выше идентификация глюболов является предварительной, поскольку мы не рассмотрели их сильных распадов. Это можно сделать, введя взаимодействия глюбольных полей (в формализме вторичного квантования), подобно тому как это было сделано в работе [7] для открытых струн. Таким образом, струнная кварковая модель в рамках единого релятивистского подхода позволяет

описывать не только кварк-антикварковые мезоны, но и глюбольные состояния, включая предсказание для померонной траектории Редже, и имеет, следовательно, более широкую по сравнению, например, с потенциальными кварковыми моделями область критического сравнения с экспериментом.

С точки зрения данной модели представляется чрезвычайно важным уточнить экспериментальный статус и свойства $f_1(1510)$ -, $f_2(1565)$ - и $f_0(2200)$ -мезонов, а также получить информацию о возможных глюболах в области масс 2600 и 3300 МэВ.

Благодарности. Автор признателен В. А. Петрову за стимулирующее обсуждение затронутых здесь вопросов.

Список литературы

- [1] Л. Д. Соловьев. ТМФ. 1998. Т. 116. С. 225; ЯФ. 1999. Т. 62. С. 534; *L. D. Soloviev*. Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 035005; 2000. V. 61. P. 015009.
- [2] Г. П. Пронько, А. В. Разумов, Л. Д. Соловьев. ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 558.
- [3] Г. П. Пронько, А. В. Разумов. ТМФ. 1983. Т. 56. С. 192.
- [4] *L. Faddeev, R. Jackiw*. Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1692.
- [5] *C. Caso et al.* Review of Particle Physics. Eur. Phys. J. C. 1998. V. 3. P. 1.
- [6] *V. A. Petrov, A. V. Prokudin*. Regge eikonal approach and its off-shell extension versus experimental data. In: Proc. of the Int. Conf. (VIIIth Blois Workshop) on Elastic and Diffractive Scattering (Protvino, 1999). Singapore: World Scientific, 2000. P. 95.
- [7] В. И. Бородулин, О. Л. Зорин, Г. П. Пронько, А. В. Разумов, Л. Д. Соловьев. ТМФ. 1985. Т. 65. С. 119.

Поступила в редакцию 23.VI.2000 г.