



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2000–20  
ОТФ

Л.Д. СОЛОВЬЕВ

## ГЛЮБОЛЫ В СТРУННОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Направлено в *ТМФ*

Протвино 2000

### Аннотация

Соловьев Л.Д. Глюболы в струнной кварковой модели: Препринт ИФВЭ 2000–20. – Протвино, 2000. – 10 с., 2 рис., библиогр.: 7.

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  $(1500 \pm 20)$  МэВ, что соответствует  $f_0(1500)$ ,  $f_1(1510)$  и  $f_2(1565)$  мезонам. Следующие глюболы имеют  $j = 0; 1; 2; 3; 4$  и массу  $(2610 \pm 20)$  МэВ. Наклон реджевских траекторий глюболов вдвое меньше, чем для кварк-антикварковых мезонов. Их главная (померонная) траектория имеет пересечение  $1,07 \pm 0,03$ .

### Abstract

Soloviev L.D. Glueballs in the String Quark Model: IHEP Preprint 2000–20. – Protvino, 2000. – p. 10, figs. 2, refs.: 7.

It is shown that eigenstates of the quantized simplest closed (elliptic) Nambu – Goto string, called glueballs, have quantum numbers  $I^G j^{PC} = 0^+ j^{++}$ . Lightest glueballs have spins  $j = 0, 1$  and 2 and the same mass  $(1500 \pm 20) MeV$ . They correspond to  $f_0(1500)$ ,  $f_1(1510)$  and  $f_2(1565)$ -mesons. Next glueballs have  $j = 0; 1; 2; 3; 4$  and the same mass  $(2610 \pm 20) MeV$ . The slope of glueball Regge trajectories is twice as small as for  $q\bar{q}$ -mesons. The intercept of the leading glueball trajectory — the pomeron trajectory — is  $1.07 \pm 0.03$ .

## 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 спектра 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 — глюоболов.

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

В разделе 1 получены результаты работы [2] более простым методом, с помощью 1-формы [3] вместо скобок Дирака. Рассмотрены также свойства классического решения, 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 2 рассмотрены квантование, волновые функции и реджевские траектории глюоболов. Проведены сравнение с экспериментом и идентификация низших глюобольных состояний. Определен единственный свободный параметр модели и вычислены ее предсказания: массы и квантовые числа высших глюоболов и померонная траектория Редже. В заключение кратко обсуждаются полученные результаты.

### 1. Классическая модель глюоболов

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

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

где параметр натяжения струны  $a$  известен из анализа  $q\bar{q}$ -мезонов [1], может быть представлен в гамильтоновой форме [4]

$$\mathcal{L} = - \int_0^{2\pi} p\dot{x} d\sigma - \int_0^{2\pi} (h_1(a^2x'^2 + p^2) + h_2px') d\sigma, \quad (2)$$

где первый член определяет скобки Пуассона компонент координаты струны  $x$  и сопряженной ей плотности импульса  $p$  [3], 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:

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

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

Подставив (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  $c_i$  пропорциональны интегралам по  $\sigma$  от функций  $h_{1,2}$ , умноженных на  $1, \cos k\sigma$  или  $\sin k\sigma$ ,  $k = 1$  или  $2$ . Связи  $\phi_i$  равны

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

$$\phi_2 = \pi_1q_2 - \pi_2q_1, \quad (7)$$

$$\phi_3 = P\pi_1, \quad \phi_4 = P\pi_2, \quad \phi_5 = Pq_2, \quad \phi_6 = Pq_1, \quad (8)$$

$$\phi_7 = a^2\pi^2(q_2^2 - q_1^2) + \pi_1^2 - \pi_2^2, \quad \phi_8 = -a^2\pi^2q_1q_2 + \pi_1\pi_2, \quad (9)$$

$$\phi_9 = \pi_1q_2 + \pi_2q_1, \quad \phi_{10} = \pi_2q_2 - \pi_1q_1. \quad (10)$$

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), (9), (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

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

$J_\mu$  имеет нулевые скобки с  $P^\nu$ , 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 [2]

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

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

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

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), (9), (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 вектора  $Y = q_i, \pi_i, L_i, J$ , ортогональные  $P$ , по тетраде

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

Для набора  $\{Y^a\}$  будем использовать обозначения трехмерных векторов

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

и т.д. 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

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

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

Вместо 16 переменных  $q_i^\mu, \pi_i^\mu$  при 8 связях мы ввели 12 переменных  $L_i^a, n_i^a$  при 4 связях (26), которые легко решаются, например, введением сферических систем координат.

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

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

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 [2].

Варьируя (27), нетрудно получить классическое решение для эллиптической струны. 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

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

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

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

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

Углы  $\alpha, \sigma_0$  и  $\tau_0$  характеризуют начальное положение струны:  $\alpha$  — половина угла между постоянными векторами псевдоспинов  $\vec{L}_1$  и  $\vec{L}_2$ , имеющими одну и ту же длину, а  $\sigma_0$  и  $\tau_0$  определяют начальные положения и скорости векторов  $\vec{n}_i$ ,

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

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

$$\vec{n}_{i1} = (\sin\beta_i \cos\alpha, -\cos\beta_i, \sin\beta_i \sin\alpha), \quad \vec{n}_{i2} = (\cos\beta_i \cos\alpha, \sin\beta_i, \cos\beta_i \sin\alpha), \quad (38)$$

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

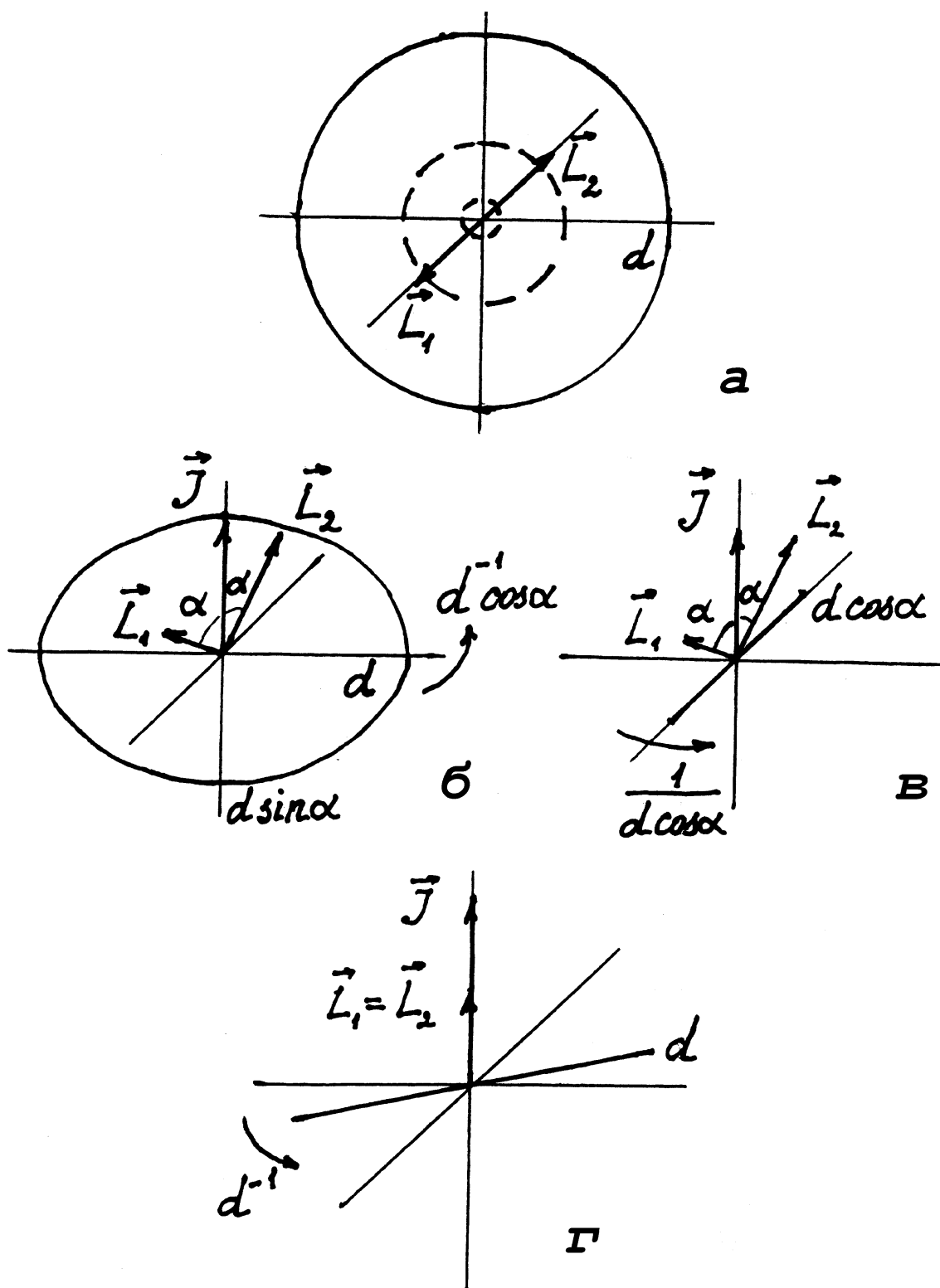


Рис. 1. *a* — струна с нулевым спином; *б* и *в* — струна с промежуточным спином; *г* — струна с максимальным спином.

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

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

В случае  $\vec{L}_1 = -\vec{L}_2$  спин струны равен 0, струна лежит в плоскости, ортогональной  $\vec{L}_i$  и представляет собой окружность с осциллирующим радиусом от максимального значения  $d$  до нуля (рис. 1а).

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

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

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

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

Когда струна лежит в плоскости, ортогональной плоскости  $\vec{L}_i$ , 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  $\vec{L}_i$ , 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  $\vec{L}_1 = \vec{L}_2$  спин струны максимален

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

(и 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).

Для того чтобы можно было 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).



## 2. Квантование и сравнение с экспериментом

Для канонического квантования модели заменим величины  $P, Z, \vec{L}_i$  и  $\vec{n}_i$  операторами, их скобки Пуассона (29),(30) — коммутаторами ( $\{, \} \rightarrow -i[, ]$ ), 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 [2]. 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  $a_0$  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]

$$a = (0,176 \pm 0,002) \text{ ГэВ}^2. \quad (48)$$

Отвлекаясь в волновой функции от фактора, описывающего движение струны как целого, запишем решение уравнений (46), (47) в представлении, где  $P$  и  $\vec{n}_i$  диагональны [2]

$$\psi_{jMl}(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = \sum_{M=m_1+m_2} C(jM; lm_1, lm_2) Y_{lm_1}(\vec{n}_1) Y_{lm_2}(\vec{n}_2), \quad (49)$$

где  $C$  — коэффициенты Клебша-Гордона. Оно описывает внутреннее движение квантовой струны (глобола) со спином  $j$  и 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 глоболы 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 глобола зависит только от  $l$ . Вводя  $k = 0$  для главной реджевской траектории,  $k = 1$  для первой дочерней траектории,  $k = 2$  для второй и т.д., мы можем записать

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

Тогда из (46), (47), (49) реджевские траектории глоболов 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 дочерней — с нечетными, на второй дочерней — 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]. Ссылки на оригинальные работы по этим мезонам и их обсуждение приведены в [5], где только  $f_0(1500)$  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  $a_0$

$$a_0 = 1, 81 \pm 0, 04. \quad (56)$$

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

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

Для следующих глюболов имеем

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

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

$$j'(0) = (0, 395 \pm 0, 005) \text{ ГэВ}^{-2}, \quad j''(0) \approx 0, 02 \text{ ГэВ}^{-4}. \quad (61)$$

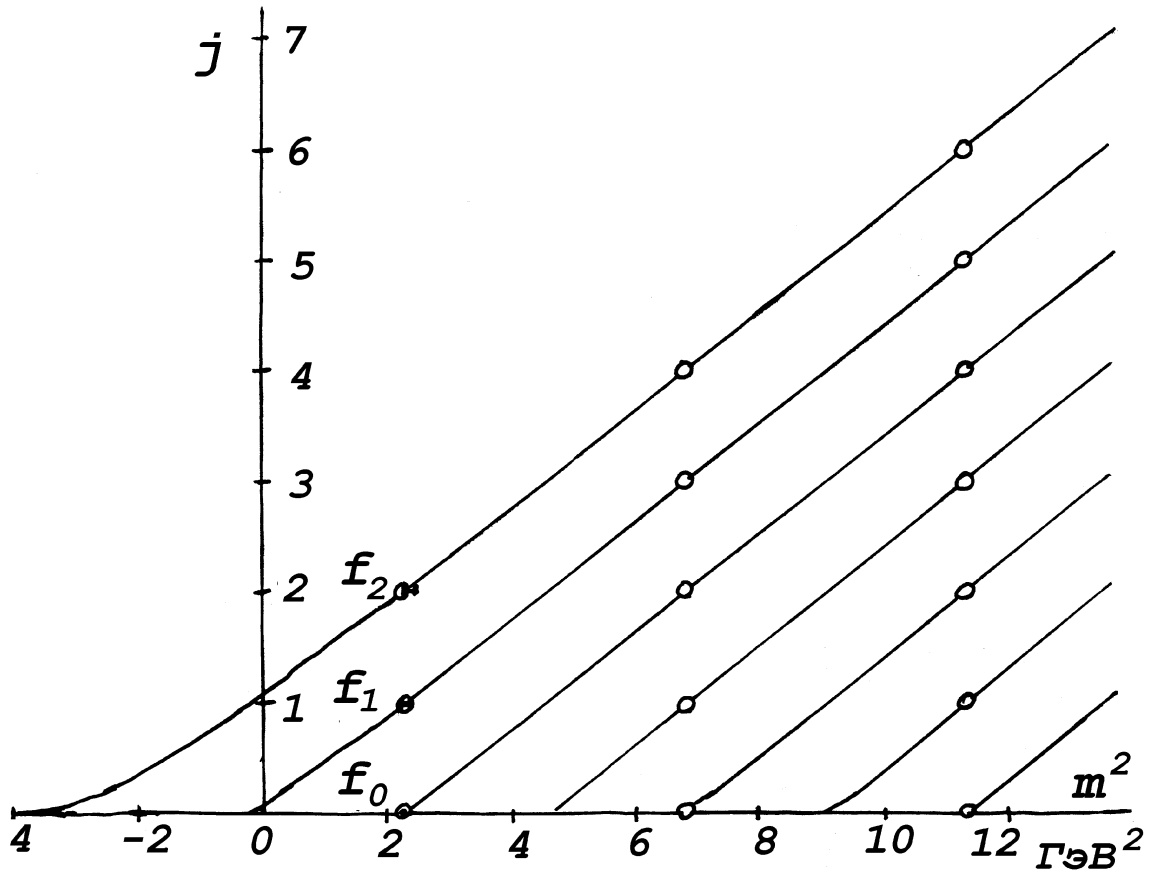


Рис. 2. Реджевские траектории глюболов в струнной кварковой модели.

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 [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 очень важным уточнить экспериментальный статус и свойства  $f_1(1510)$ - и  $f_2(1565)$ -мезонов, а также получить информацию о возможных глюболах в области масс 2600 и 3300 МэВ.

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

### Список литературы

- [1] Соловьев Л.Д. // ТМФ. 1998. Т. 116. С. 225; Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 035005; ЯФ. 1999. Т. 62. С. 534. Phys. Rev. D. 2000. V. 61. P. 015009.
- [2] Пронько Г.П., Разумов А.В. // ТМФ. 1983. Т. 56. С. 192.
- [3] Faddeev L. and Jackiw R. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1692.
- [4] Пронько Г.П., Разумов А.В., Соловьев Л.Д. // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 558.
- [5] Review of Particle Physics (C. Caso et al.). Eur. Phys. J. 1998. V. C3. PP. 28, 402, 404, 406.
- [6] Petrov A.V. and Prokudin A.V. – In: Proc. of the Int. Conf. (VIIIth Blois Workshop) on Elastic and Diffractive Scattering. Protvino 1999. World Scientific 2000.
- [7] Бородулин В.И., Зорин О.Л., Пронько Г.П., Разумов А.В., Соловьев Л.Д. // ТМФ. 1985. Т. 65. С. 119.

*Рукопись поступила 2 июня 2000 г.*

Л.Д. Соловьев.  
Глюболы в струнной кварковой модели.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы  $\text{\LaTeX}$ .  
Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Н.В.Орлова.

---

Подписано к печати 06.06.2000 Формат  $60 \times 84/8$ . Офсетная печать.  
Печ.л. 1,25. Уч.-изд.л. 1. Тираж 120. Заказ 129. Индекс 3649.  
ЛР №020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

