Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 8, стр. 417 — 420 25 октября 1991 г.

НОВАЯ СУПЕРКОНФОРМНАЯ СТРУНА

В.А.Кудрявцев

Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова АН СССР
188350, Гатчина Ленинградской обл.

Поступила в редакцию 5 августа 1991 г.

Построены N-частичные древесные амплитуды для новой суперконформной струнной модели в операторном формализме. В отличие от классических струнных теорий, основанных на динамике двумерных бозонных и фермионных полей, новая суперконформная динамика определяется только двумерными фермионными полями. Действие принципа Паули для этих фермионных мод существенно сужает спектр физических состояний по сравнению с физическим спектром в классических струнных теориях и делает возможным его сравнение с адронным спектром во взаимодействиях π-мезонов.

Цель данной статьи представить новый класс струнных моделей, в которых возможно получить соответствие струнного спектра адронному при сохранении суперконформной симметрии струнных амплитуд. В построении участвуют двумерные фермионные поля и два оператора X_0 и сопряженный ему P (импульс), отвечающие движению струны как целого. Как и в традиционном подходе в операторном формализме [1] представим древесные струнные амплитуды в форме вакуумного среднего от произведения операторных вершин $V(\tau_i,\ k_i)$ испускания i-ой частицы с импульсом k_i (открытые струны):

$$A_N = \int \prod_{i=2}^{N-1} d\tau_i < 0|V(\tau_1)V(\tau_2)...V(\tau_N)|0 >$$

с $$V(\tau) = I(\tau)\exp(ikX(\tau)) = \exp iL_0\tau V(0)\exp(-iL_0\tau) \qquad (\text{см. }^2) \qquad (1)$$

Обычная лоренц-инвариантность и нулевая конформная размерность для оператора $X_\mu(\tau)$ в отсутствие первичных бозонных полей требуют построения из фермионных полей составного 4-вектора $X_\mu(\tau)$. Введем с этой целью антикоммутирующие поля $\psi_\alpha(\tau)$ с дираковским спинорным индексом $\alpha(\alpha = 1,2,3,4)$. Поскольку $\psi_\alpha = \sum\limits_n \psi_{n\alpha}e^{-in\tau} = \psi_\alpha^+$, то для векторного тока $\partial_\tau X_\mu$ в силу его зарядовой нечетности необходимы два майорановских поля ψ.

Считая эти компоненты изотопическими, приходим к 8-компонентному спинору и изоспинору $\psi_{\alpha\gamma}$ $(\gamma = 1, 2)$ с обычными антикоммутационными соотношениями для компонент полей конформной размерности 1/2:

$$\{\tilde{\psi}_{n\alpha\gamma}, \psi_{m\beta\delta}\} = \delta_{\alpha\beta}\delta_{\gamma\delta}\delta_{n_1-m} \qquad \tilde{\psi} \equiv \psi\gamma_0\tau_2. \tag{2}$$

Из этих восьми компонент поля $\psi_{\alpha\gamma}(\tau)$ можно образовать 28 компонент соответствующих токов, компоненты которых подчиняются алгебре Каца-Муди:

$$J^V_\mu(\tau) = \tilde{\psi}\gamma_\mu\psi; \qquad J^A_{\mu i}(\tau) = \tilde{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\tau_i\psi; \qquad J^s_i = \tilde{\psi}\tau_i\psi$$

$$J^P_i = \tilde{\psi}\gamma_5\tau_i\psi \qquad J^T_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\tilde{\psi}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]\psi, \tag{3}$$

где γ_μ - матрицы Дирака в майорановском представлении, τ_i - изотопические матрицы Паули. С тем чтобы получить лоренц-инвариантные и изотопически скалярные трилинейные комбинации из компонент фермионных полей для операторов суперконформной алгебры Вирасоро [3] введем новые антикоммутирующие поля $\varphi_\mu(\tau), \kappa_{i\mu}(\tau), \eta_i(\tau), \vartheta_i(\tau)$ и $\varsigma_{\mu\nu}(\tau)$ с квантовыми числами выписанных выше токов (3) и подчиняющиеся стандартным антикоммутационным соотношениям свободных полей (2): $\{\varphi_{n\mu}, \varphi_{m\nu}\} = -g_{\mu\nu}\delta_{n,-m}$ и т.д. $(g_{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1))$.

Выпишем теперь суперконформные генераторы $G^{(0)}_r$, удовлетворяющие суперконформной алгебре:

$$\{G^{(0)}_r,\ G^{(0)}_s\} = 2L^{(0)}_{r+s} + 6(r^2 - \frac{1}{4})\delta_{r,-s}$$

$$[L^{(0)}_n,\ G^{(0)}_r] = (\frac{n}{2} - r)G^{(0)}_{n+r}$$

$$[L^{(0)}_n,\ L^{(0)}_m] = (n-m)L^{(0)}_{n+m} + \frac{3}{2}n(n^2-1)\delta_{n,-m} \tag{4}$$

Здесь

$$G^{(0)}_r = \sum_a (\tilde{J}^{(a)}\Psi^{(a)})_r = \frac{1}{\sqrt{7}}[\frac{1}{4i}(\tilde{\psi}\hat{\varphi}\psi)_r +$$

$$+\frac{1}{4}(\tilde{\psi}\gamma_5\tau_i\hat{\kappa}_i\psi)_r + \frac{1}{4}((\tilde{\psi}\gamma_5\tau_i\psi)\vartheta_i)_r + \frac{1}{4}((\tilde{\psi}\tau_i\psi)\eta_i)_r +$$

$$+\frac{1}{4}(\varsigma^{\mu\nu}(\tilde{\psi}\frac{1}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]\psi))_r + \frac{1}{i}((\psi\kappa_i)\vartheta_i)_r + \frac{1}{i}(\vartheta_i\vartheta_j\eta_k)_r\epsilon_{ijk} +$$

$$+(\varsigma^{\mu\nu}\varphi_\mu\varphi_\nu)_r - \frac{1}{i}((\kappa_i\kappa_j)\eta_k)_r\epsilon_{ijk} - \frac{1}{i}(\eta_i\eta_j\eta_k)_r\epsilon_{ijk} -$$

$$-(\varsigma^{\mu\nu}\kappa_{\mu i}\kappa_{\nu i})_r - (\varsigma^{\mu\nu}\varsigma_{\nu\lambda}\varsigma^\lambda_\mu)_r], \tag{5}$$

$L^{(0)}_n$ - обычные фермионные операторы Вирасоро, отвечающие чисто фермионному действию для струны (кинетическому члену): $S = \frac{i}{8\pi\alpha'}\int d\tau d\sigma(\tilde{\psi}\hat{\partial}\psi) + ...$

$$[L^{(0)}_n, \psi_r] = (-\frac{n}{2} - r)\varphi_{n+r}. \qquad \text{и т.д.} \tag{6}$$

Интересно заметить, что форма Сугавары [4]

$$\sum_{a=V,A,S,P,T} J_l^{(a)} J_{n-l}^{(a)} = \frac{1}{2}\sum_l (\tilde{\psi}_{-l}\psi_{l+n})(l+\frac{n}{2}) = L_n^{(0)}(\psi)$$

дает часть $L_n^{(0)}(\psi)$, относящуюся к ψ-компонентам.

Эта алгебра операторов $G_r^{(0)}$ в некотором смысле пуста, т.е. она не содержит зависимости от импульса P состояния и не дает после интегрирования по τ_i в [1] полюсных по P^2 вкладов за счет $\frac{1}{L_0-1}$. Непустой ответ возникает, если перейти от "невозмущенных" $G_r^{(0)}$ к деформированным операторам $G_r = G_r^{(0)} + (P\varphi)_r$ удовлетворяющим той же суперконформной алгебре (4) с

$$L_n = L_n^{(0)} + (PZ_n) - \delta_{n,0}\frac{P^2}{2}$$

$$Z_{n\mu} = \{G_r^{(0)}, \quad \varphi_{n-r,\mu}\}. \tag{7}$$

Для оператора нулевой размерности $KX(\tau) = \exp(iL_0\tau)kX(0)\exp(-iL_0\tau)$ теперь легко написать представление в следующей форме:

$$kX(0) = \Lambda(k\tilde{X}_0 + \sum_{n\neq 0}\frac{\{G_r, (k\tilde{\varphi})_{n-r}\}}{in})\Lambda, \tag{8}$$

где Λ - проектор на нулевое собственное значение оператора $Q = i(PZ)_0Q^+$, входящего в L_0,

$$\Lambda = \lim_{R\to\infty}\frac{\int\limits_{-R}^{R} d\alpha \exp(i\alpha Q)}{\int\limits_{-R}^{R} d\alpha}, \tag{9}$$

а $\tilde{\varphi}_r$ - компоненты "деформированного" поля $\tilde{\varphi}(\tau)$, удовлетворяющие условию, аналогичному (6):

$$[L_n, \tilde{\varphi}_r] = (-\frac{n}{2} - r)\tilde{\varphi}_{n+r}, \tag{10}$$

$\tilde{\varphi}_r$ можно получить как ряд по степеням фермионных полей из уравнения:

$$\tilde{\varphi}_r^\lambda = \varphi_r^\lambda - \sum_{m\neq 0}\frac{\{G_l^{(0)}, \tilde{\varphi}_{m-l}^\mu\}}{m}[\{G_s, \tilde{\varphi}_{-m-s,\mu}\}\tilde{\varphi}_r^\lambda]. \tag{11}$$

Выполнение (10) очевидно из соотношения:

$$[(P, Z_n), G_r^{(0)}] = n(P\varphi)_{n+r} \tag{12}$$

и суперконформной алгебры операторов G_r (см. (4)). Приведем первые члены в разложении $\tilde{\varphi}_r$:

$$\tilde{\varphi}_r^\lambda = \varphi_r^\lambda - \frac{1}{\sqrt{7}}\sum_{m\neq 0}\frac{Z_{m\mu}}{m}(\varsigma^{\mu\lambda})_{r-m} + \dots$$

Остается сформулировать теперь операторное выражение для вершины испускания π-мезона с правильными квантовыми числами и необходимыми суперконформными свойствами. Как и в модели Невэ - Щварца [5] искомый вершинный оператор дается антикоммутатором с супергенератором G_r:

$$V(0) = \Lambda\{G_r, k\kappa_i(0)\exp(ikX(0))\}\Lambda. \tag{13}$$

Оператор Λ не искажает суперконформных свойств вершины, поскольку оператор $Q = iPZ_0$ коммутирует со всеми калибровочными операторами $G_r L_n, L_0$. С помощью вершин (13) стандартный анализ для суперконформных струнных амплитуд обнаруживает отсутствие тахиона в физическом спектре состояний. Кроме того в сумме амплитуд (1) обращается в нуль и вычет безмассовых векторных состояний. В отличие от обычного спектра (дуальных) струнных моделей в исследуемом спектре физических состояний новой струны отсутствуют частицы с достаточно высоким спином на главной и любой из дочерних траекторий в силу принципа Паули для компонент полей ψ, φ, κ и ζ. Этот обрыв траекторий происходит для все более высоких спинов с увеличением номера дочерней траектории. Максимальный спин растет асимптотически пропорционально массе состояний. Дальнейший анализ физического спектра новой модели будет проведен в последующих публикациях.

В заключение автор выражает благодарность Л.Н.Липатову, А.П.Бухвостову, Г.В.Фролову, Е.Н.Антонову и другим участникам теоретического семинара ЛИЯФ за полезные обсуждения результатов работы.

1. Бринк Л., Энно М. Принципы теории струн. М.: Мир, 1991.

2. Bardakci K., Halpern M.B. Phys. Rev. D, 1971, 3, 2493.

3. Narain K.S. Phys. Lett. B, 1986, 169, 141.

4. Goddard P., Olive D. Int. J. Mod. Phys. A, 1986, 1, 303.

5. Neveu A., Schwarz J.H. Nucl. Phys. B, 1971, 31, 86.