Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 2, стр. 52 – 54 *25 июля 1989 г.*

КОВАРИАНТНОЕ ДЕЙСТВИЕ ДЛЯ КИРАЛЬНЫХ БОЗОННЫХ СТРУН

С.М.Кузенко, О.А.Соловьев

Предложено ковариантное действие для киральных бозонных струн с d пространственно-временными измерениями, N_L лево- и N_R праводвижущимися бозонами и $2N_F$ нераспространяющимися майорано-вейлевскими фермионами. Показано, что теория свободна от аномалий, когда $N_R = N_L = 26 - d$, $N_F = 2d$.

Ковариантное квантование моделей с киральными бозонами широко обсуждается в последнее время. Интерес к таким моделям обусловлен хорошо известным фактом, что имеется две формулировки гетеротических струн в $d = 10$ [1] и $d = 4$ [2], в которых внутренние степени свободы реализуются либо киральными бозонами, либо киральными фермионами. Кроме того, введение киральных бозонов необходимо для явно суперсимметричного описания четырехмерных струн [3, 4].

Ковариантное действие, описывающее классическую динамику киральных бозонов, было предложено несколько лет назад Зигелем [5]. В подходе Зигеля условие киральности учитывается через введение в действие связи с соответствующим лагранжевым множителем. При этом возникает новая симметрия, аналогичная диффеоморфизмам (симметрия Зигеля). Однако, эта симметрия аномальна на квантовом уровне, причем условия сокращения аномалии не согласуются с каноническим анализом. Например, канонически квантованная бозонная струна с d пространственновременными координатами, N_L лево- и N_R праводвижущимися бозонами свободна от аномалий, когда $N_L = N_R = 26 - d$, тогда как сокращение аномалии симметрии Зигеля имеет место если $N_L = N_R = 26$ и, следовательно, $d = 0$.

Для решения этой проблемы Халл [6] предложил модифицировать действие киральных бозонов добавлением к действию Зигеля нового члена, зависящего от классически нераспространяющихся полей. Эти дополнительные поля приобретают кинетический член на квантовом уровне и могут быть использованы для сокращения аномалии симметрии Зигеля.

В настоящей статье предлагается новое киральное струнное действие, в котором нединамический сектор реализован в терминах нераспространяющихся спиноров. Найдены условия сокращения аномалий и доказана эквивалентность нашей модели и модели Халла. Обозначения совпадают с принятыми в [6].

Рассмотрим действие для киральной бозонной струны с d пространственновременными координатами X^p, N_L левыми бозонами Y^i, N_R правыми бозонами Z^m, N_F фермионами Ψ^I_- и N'_F фермионами φ^M_+

$$S = -\int d^2\sigma e\,\{\eta_{pq}\nabla_= X^p \nabla_{\ddagger} X^q + D_{\ddagger} Y^i D_= Y^i +$$

$$+ \bar{D}_{\ddagger} Z^m \bar{D}_= Z^m + \frac{i}{2}\Psi^I_- D_{\ddagger}\Psi^I_- + \frac{i}{2}\varphi^M_+ \bar{D}_= \varphi^M_+\}\ , \tag{1}$$

где $\eta_{pq} = \mathrm{diag}(-1, +1, \ldots, +1)$, ковариантные производные определены так

$$D_{\ddagger} = \nabla_{\ddagger} - \Lambda_{\ddagger\ddagger}\nabla_= + (\nabla_= \Lambda_{\ddagger\ddagger})\hat{M}\,, \qquad D_= = \nabla_=\ ,$$

$$[D_=, D_{\ddagger}] = \frac{1}{2}R^Y\hat{M}, \qquad R^Y = R + 2\nabla_=\nabla_=\Lambda_{\ddagger\ddagger}\ ,$$

$$\bar{D}_{\ddagger} = \nabla_{\ddagger}, \quad \bar{D}_{=} = \nabla_{=} - \Lambda_{==}\nabla_{\ddagger} - (\nabla_{\ddagger}\Lambda_{==})\hat{M},$$

$$[\bar{D}_{=}, \bar{D}_{\ddagger}] = \frac{1}{2} R^Z \hat{M}; \quad R^Z = R + 2\nabla_{\ddagger}\nabla_{\ddagger}\Lambda_{==}.$$

Здесь $\nabla_{\ddagger\ddagger}$, $\nabla_{==}$ – ковариантные производные, ассоциированные с тетрадой e^a_μ на мировом листе, $\hat{M}$ – генератор Лоренца. Лагранжевы множители $\Lambda_{\ddagger\ddagger}$, $\Lambda_{==}$ являются калибровочными полями для симметрии Зигеля [5]. Из уравнений движения для $\Lambda_{\ddagger\ddagger}$, Ψ^I_- следуют соотношения $\nabla_= Y^i = \Psi^I_- = 0$. Аналогично показывается, что $\nabla_{\ddagger} Z^m = \varphi^M_+ = 0$. Следовательно, действие (1) описывает классическую динамику киральной бозонной струны.

Для квантования модели используется метод фонового поля. Вклад в эффективное действие (ЭД) Γ_{eff}, идущий от переменных X^P, дается хорошо известным выражением

$$\Gamma_X = -\frac{d}{96\pi} \int d^2\sigma e R \frac{1}{\square} R, \qquad \square \equiv \{\nabla_{\ddagger}, \nabla_{=}\}. \tag{3}$$

Соответственно, вклады в ЭД от Y^i и Z^m имеют вид

$$\Gamma_Y + \Gamma_Z = -\frac{N_L}{96\pi} \int d^2\sigma e R^Y \frac{1}{\square_Y} R^Y - \frac{N_R}{96\pi} \int d^2\sigma e R^Z \frac{1}{\square_Z} R^Z. \tag{4}$$

Гостовская часть ЭД устроена следующим образом

$$\Gamma_{Gh} = \frac{26}{96\pi} \int d^2\sigma e \{R^Y \frac{1}{\square_Y} R^Y + R^Z \frac{1}{\square_Z} R^Z\}. \tag{5}$$

В случае, когда $N_F = N'_F$, ЭД фермионов может быть записано в ковариантной форме

$$\Gamma_{\Psi,\varphi} = -\frac{N_F}{192\pi} \int d^2\sigma e \{ R^Y \frac{1}{\square_Y} R^Y + R^Z \frac{1}{\square_Z} R^Z - R \frac{1}{\square} R \}. \tag{6}$$

Полное ЭД Γ_{eff} модели (1) ($N_F = N'_F$) является суммой выражений (3–6). Вариация Γ_{eff} по Λ обращается в ноль при условиях

$$N_L + \frac{1}{2} N_F = 26, \qquad N_R + \frac{1}{2} N_F = 26. \tag{7}$$

В свою чередь, сокращение вейлевской аномалии происходит, если выполняется соотношение

$$2d = N_F. \tag{8}$$

Уравнения (7), (8) показывают, что модель свободна от аномалий тогда и только тогда, когда каноническое квантование соответствующей теории является состоятельным.

В заключение рассмотрим вопрос о эквивалентности теории с действием (1) и струной Халла [6]. Нединамическими полями в подходе Халла являются бозоны W^α, описываемые действием

$$S_H = -\int d^2\sigma E D_{\ddagger} W^\alpha D_= W^\alpha; \qquad E \equiv e(1 - \Lambda^2), \tag{9}$$

$$D_{\ddagger} = (1 - \Lambda^2)^{-1} D_{\ddagger}, \quad D_= = (1 - \Lambda^2)^{-1} \bar{D}_=, \quad \Lambda^2 \equiv \Lambda_{\ddagger\ddagger}\Lambda_{==} < 1.$$

Можно показать, что ЭД Γ_W, отвечающее теории (9), совпадает, с точностью до конечных локальных контрчленов, с (6), когда $N_W = 2N_F$. Поэтому действие (9) эквивалентно действию фермионов в (1).

Однако, в нашем подходе не возникает ограничения $\Lambda^2 < 1$, которое делает процедуру квантования теории (9) не вполне удовлетворительной. Кроме того, предлагаемая нами формулировка наиболее удобна для суперсимметричного обобщения, в частности, для описания 4-мерных суперструн [2].

Литература

1. *Gross D.I. et al.* Nucl. Phys. B, 1985, **256**, 253; 1986, **B267**, 75
2. *Narain K.S.* Phys. Lett. B, 1986, **169**, 41.
3. *Gates S.J. et al.* Phys. Lett. B, 1987, **197**, 35.
4. *Gates S.J., Siegel W.* Phys. Lett. B, 1988, **206**, 631.
5. *Siegel W.* Nucl. Phys. B, 1984, **238**, 307.
6. *Hull C.M.* Phys. Lett. B, 1988, **206**, 234; B, 1988, **212**, 437.

Поступила в редакцию
13 июня 1989 г.

Томский государственный университет