объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-34

А.П.Исаев

ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СТРУНЫ С ДУХОВЫМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

Направлено в журнал "Nuclear Physics B"

1987

I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с построением калибровочно-инвариантных теорий поля взаимодействующих струн[I] было предложено[2] использовать БРСТ-формализм[3]. Основным достижением в этом направлении является построение БРСТ инвариантной вершины взаимодействия релятивистских струн[4,5], с помощью которой определяется некоммутативное умножение в пространстве струнных полей, и введение на основе этого умножения фундаментального понятия B-алгебры[5,6]. Важную роль в процитированных работах играли духовые переменные, которые рассматривались как чисто вспомогательные переменные в полном соответствии с классической идеологией[7].

В настоящей работе духовые поля, возникающие при квантовании теории релятивистской струны (РС), рассматриваются как динамические переменные, что приводит к формулировке расширенной модели РС, в которой духовые степени свободы могут проявляться в асимптотических состояниях. Такая модель носит вспомогательный характер, т.к. ее динамика является обобщением динамики обычной РС. Вычисления в расширенной модели облегчают получение некоторых результатов для обычной теории РС. В статье не вводится понятие струнного поля, хотя это легко сделать. Все рассмотрение проводится в произвольной калибровке, когда множители Лагранжа $f(\sigma,\tau)$ и $\bar{f}(\sigma,\tau)$, возникающие в гамильтоновом подходе, явно не фиксируются, а считаются на всех этапах исследования (за исключением 4 пункта работы) произвольными функциями. Такое рассмотрение восходит к опубликованным ранее работам[8,9]. Часть результатов из этих публикаций были недавно переоткрыты в работе[I0].

Настоящая статья организована следующим образом. Во втором пункте обсуждается гамильтонов подход к теории РС Намбу-Гото как к обобщенной гамильтоновой системе[II]. В третьем пункте представлено решение задачи Коши, которое определяет состояние РС с духовыми степенями свободы в любой момент времени по состоянию в начальный момент времени, и найден полный набор тензорных локальных законов сохранения, образующих конечную супералгебру Ли. В четвертом разделе работы на основе решения (квантово-механических) уравнений в вариационных производных построены ядро оператора эволюции и интегральное представление для пропагатора свободной замкнутой РС с духовыми степенями свободы. Построенный пропагатор можно интерпретировать как результат вычисления с помощью БРСТ-формализма однопетлевой диаграммы в теории открытой взаимодействующей струны[I2].

2. ГАМИЛЬТОНОВА ФОРМУЛИРОВКА ТЕОРИИ

В гамильтоновом подходе состояние замкнутой релятивистской струны описывается точкой в фазовом пространстве с координатами $x_\mu(\sigma,\tau)=x_\mu(\sigma+2\pi,\tau)$ и $p_\mu(\sigma,\tau)=p_\mu(\sigma+2\pi,\tau)$ (σ -параметр на струне, τ -параметр эволюции), где $x_\mu(\sigma,\tau)$ -вектор-функция, задающая мировую поверхность струны в D -мерном псевдоевклидовом пространстве с метрикой $\eta^{\mu\nu}$ $(-,+,+,+,\ldots,+)$, а $p_\mu(\sigma,\tau)$ -плотность импульса струны в точке σ, в момент τ.

Динамика струны в гамильтоновых переменных описывается действием

$$A=\int_{\tau_i}^{\tau_f}d\tau\int_0^{2\pi}d\sigma\left(\dot{x}_\mu p^\mu-\frac{f(\sigma,\tau)}{4}a_\mu(\sigma,\tau)a^\mu(\sigma,\tau)+\frac{\bar{f}(\sigma,\tau)}{4}b_\mu(\sigma,\tau)b^\mu(\sigma,\tau)\right), \qquad (I)$$

где введены обозначения: $a^\mu=\frac{1}{M}p^\mu+Mx'^\mu$, $b^\mu=\frac{1}{M}p^\mu-Mx'^\mu$, $\dot{x}_\mu=\frac{\partial}{\partial\tau}x_\mu$, $x'_\mu=\frac{\partial}{\partial\sigma}x_\mu$ функции $f(\sigma,\tau)=f(\sigma+2\pi,\tau)$ и $\bar{f}(\sigma,\tau)=\bar{f}(\sigma+2\pi,\tau)$ являются множителями Лагранжа; $a^2(\sigma,\tau)$ и $b^2(\sigma,\tau)$ -функции связей, а M - параметр размерности массы, который в дальнейшем для простоты будет полагаться равным единице.

Действие (I) инвариантно относительно локальных преобразований, которые генерируются функциями связей a_μ^2 и b_μ^2. Для компактной записи этих преобразований введем в рассмотрение новую (нелокальную) переменную $X_\mu(\sigma_1,\sigma_2,\tau)$, которая содержит всю информацию о струне

$$X_\mu(\sigma_1,\sigma_2,\tau)=\frac{1}{2}\left(x_\mu(\sigma_1,\tau)+x_\mu(\sigma_2,\tau)+\int_{\sigma_2}^{\sigma_1}p_\mu(\sigma,\tau)\,d\sigma\right). \qquad (2)$$

Теперь непосредственно можно убедиться в том, что действие (I) инвариантно относительно преобразований

$$X_\mu(\sigma_1,\sigma_2,\tau)\longrightarrow U_1U_2X_\mu(\sigma_1,\sigma_2,\tau), \qquad (3a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial\tau}-f(\sigma_1,\tau)\frac{\partial}{\partial\sigma_1}\right)\to U_1\left(\frac{\partial}{\partial\tau}-f(\sigma_1,\tau)\frac{\partial}{\partial\sigma_1}\right)U_1^{-1},\ \left(\frac{\partial}{\partial\tau}-\bar f(\sigma_2,\tau)\frac{\partial}{\partial\sigma_2}\right)\to U_2\left(\frac{\partial}{\partial\tau}-\bar f(\sigma_2,\tau)\frac{\partial}{\partial\sigma_2}\right)U_2^{-1}. \quad (3б)$$

Здесь $U_1=\exp\left(\varphi(\sigma_1,\tau)\frac{\partial}{\partial\sigma_1}\right)$, $U_2=\exp\left(\bar\varphi(\sigma_2,\tau)\frac{\partial}{\partial\sigma_2}\right)$ – линейные дифференциальные операторы, реализующие представление группы $diff(S^1)\otimes diff(S^1)$. На параметры φ и $\bar\varphi$ преобразований (3) необходимо наложить граничные условия

$$\varphi(\sigma,\tau_i)=\bar\varphi(\sigma,\tau_i)\ ,\ \varphi(\sigma,\tau_f)=\bar\varphi(\sigma,\tau_f)\ ,\ \forall\sigma, \quad (4)$$

при этом преобразования (3а) сведутся просто к перепараметризации граничных контуров.

Гамильтоновы уравнения движения, которые вытекают из действия (I), имеют вид

$$\dot x_\mu=\frac{f}{2}(p_\mu+x'_\mu)-\frac{\bar f}{2}(p_\mu-x'_\mu),\ \dot p_\mu=\left(\frac{f}{2}(p_\mu+x'_\mu)+\frac{\bar f}{2}(p_\mu-x'_\mu)\right)', \quad (5а)$$

$$(p_\mu+x'_\mu)(p^\mu+x'^\mu)=(p_\mu-x'_\mu)(p^\mu-x'^\mu)=0. \quad (5б)$$

Перейдем теперь к обсуждению квантовой динамики РС. Согласно правилам квантования обобщенных гамильтоновых систем[11] квантовая динамика замкнутой РС описывается континуальным интегралом

$$G(C_1,C_2,C_3,\dots C_b)=\int\mathcal{D}\{\mu\}\exp\{iA\},$$

$$\mathcal{D}\{\mu\}=\prod_{\sigma,\tau}\{\mathcal{D}[p_\nu]\mathcal{D}[x_\nu]\mathcal{D}[f]\mathcal{D}[\bar f]\}\Delta\Pi, \quad (6)$$

где интегрирование ведется по всем плотностям импульса $p^\mu(\sigma,\tau)$, по всем поверхностям $x_\mu(\sigma,\tau)$, ограниченным контурами C_i, и по всем множителям Лагранжа $f(\sigma,\tau)$ и $\bar f(\sigma,\tau)$ (отметим, что множества этих функций ограничены соображениями причинности); Δ -детерминант Фаддеева-Попова, а Π-множитель, фиксирующий калибровочный произвол (3). Будем работать в классе калибровочных условий, налагаемых только на множители Лагранжа f и $\bar f$:

$$f(\sigma,\tau)=f_0(\sigma,\tau;\theta_{\alpha\beta})\ ,\ \bar f(\sigma,\tau)=\bar f_0(\sigma,\tau;\theta_{\alpha\beta}), \quad (7)$$

где f_0 и $\bar f_0$ -некоторые заданные функции (их явный вид зависит от топологии мировой поверхности $x_\mu(\sigma,\tau)$ и для дальнейшего нам не

понадобится), зависящие от действительных параметров $\theta_{\alpha\beta}$ и $\bar\theta_{\alpha\beta}$. Эти параметры в общем случае зависимы и образуют нетривиальное многомерное фактор-пространство {пространство функций $(f,\bar f)$}/{пространство преобразований (3б)}, называемое пространством модулей M_g^b, размерность которого определяется топологией мировой поверхности струны и равна[13] (при $g>1$) $3(b+2(g-1))$, где b -число граничных контуров C_i, а g -род поверхности $x_\mu(\sigma,\tau)$. Выбор класса (7) калибровочных условий достаточно общий, и возможность такого выбора следует из явного вида преобразований (3б). В этом случае множитель Π равен

$$\Pi=\int_{M_g^b}(d\theta_{\alpha\beta}d\bar\theta_{\alpha\beta})W(\theta_{\alpha\beta},\bar\theta_{\alpha\beta})\prod_{\sigma,\tau}\left\{\delta(f(\sigma,\tau)-f_0(\sigma,\tau;\theta_{\alpha\beta}))\delta(\bar f(\sigma,\tau)-\bar f_0(\sigma,\tau;\bar\theta_{\alpha\beta}))\right\} \quad (8)$$

и не зависит от координат фазового пространства $x_\mu(\sigma,\tau)$ и $p_\mu(\sigma,\tau)$. Для общности в интеграле (8) введена весовая функция $W(\theta_{\alpha\beta},\bar\theta_{\alpha\beta})$.

В случае, когда поверхность $x_\mu(\sigma,\tau)$ имеет топологию цилиндра, что соответствует динамике свободной замкнутой РС, возможен выбор калибровочного условия (8) в виде (пространство M_0^2 -одномерно)

$$\Pi=\int_0^\infty d\theta\prod_{\sigma,\tau}\left\{\delta\left(f(\sigma,\tau)-\frac{\theta\pi}{\tau_f-\tau_i}\right)\delta\left(\bar f(\sigma,\tau)+\frac{\theta\pi}{\tau_f-\tau_i}\right)\right\}. \quad (9)$$

Калибровочное условие (9) соответствует ортонормированному выбору системы координат $\left(\xi^0=\frac{\pi\theta}{\tau_f-\tau_i}\tau,\ \xi^1=\sigma\right.$ на мировой поверхности $x_\mu(\sigma,\tau)$: $\left.(\partial_0x_\mu\pm\partial_1x_\mu)^2=0\right)$. Как правило, в теории струны работают именно с таким калибровочным условием, что, как мы указывали выше, несовместимо с более сложными топологиями мировой поверхности $x_\mu(\sigma,\tau)$.

Определим теперь детерминант Фаддеева-Попова Δ, который соответствует выбору функционала Π в виде (8). Стандартная техника[7] приводит к следующему результату (т.к. мы игнорируем конформные аномалии[14], то наше рассмотрение является строгим, вообще говоря, только при $D=26$):

$$\Delta(f_0,\bar f_0)=\det\left(\frac{\partial}{\partial\tau}+f_0'-f_0\frac{\partial}{\partial\sigma}\right)\det\left(\frac{\partial}{\partial\tau}+\bar f_0'-\bar f_0\frac{\partial}{\partial\sigma}\right)= \quad (10)$$

$$=\int\mathcal{D}\{\mu_g\}\exp\left[i\iint d\sigma d\tau\left\{i\eta\left(\frac{\partial}{\partial\tau}+f_0'-f_0\frac{\partial}{\partial\sigma}\right)\zeta-i\bar\eta\left(\frac{\partial}{\partial\tau}+\bar f_0'-\bar f_0\frac{\partial}{\partial\sigma}\right)\bar\zeta\right\}\right], \quad (11)$$

где $\mathcal{D}\{\mu_g\}=\prod_{\sigma,\tau}\{\mathcal{D}[\eta(\sigma,\tau)]\mathcal{D}[\zeta(\sigma,\tau)]\mathcal{D}[\bar\eta(\sigma,\tau)]\mathcal{D}[\bar\zeta(\sigma,\tau)]\}$. Интегрирование ведется по периодическим антикоммутирующим полям (духам Фаддеева-Попова). Подставляя равенства (8) и (II) в интеграл (6), получаем следующее интегральное представление для функционала $G(\alpha_1,\dots,\alpha_b)$:

$$G(\alpha_1,\dots,\alpha_b)=\int_{M_g^b}(d\theta_{\alpha\beta}\,d\bar\theta_{\alpha\beta})W(\theta_{\alpha\beta},\bar\theta_{\alpha\beta})\int \mathcal{D}\{\varphi(\sigma,\tau_i)\}\mathcal{D}\{\varphi(\sigma,\tau_f)\}\cdot \tag{I2}$$

$$\cdot\int\prod_{\sigma,\tau}\{\mathcal{D}[f]\mathcal{D}[\bar f]\delta(\bar f-\bar f_0)\delta(f-f_0)\}\int\prod_{\sigma,\tau}\{\mathcal{D}[p_\nu]\mathcal{D}[x_\nu]\}\mathcal{D}\{\mu_g\}\exp\{iA_g\},$$

где

$$A_g=\int_0^{2\pi}d\sigma\int_{\tau_i}^{\tau_f}d\tau\Big[\dot x_\mu p^\mu-\frac{f}{4}a^2+\frac{\bar f}{4}b^2+i\eta\dot\zeta-i\bar\eta\dot{\bar\zeta}-$$
$$-if(2\eta\zeta'+\eta'\zeta)+i\bar f(2\bar\eta\bar\zeta'+\bar\eta'\bar\zeta)\Big]. \tag{I3}$$

Суммирование по коллективным переменным $\varphi(\sigma,\tau_i)$ и $\varphi(\sigma,\tau_f)$, задающим все перепараметризации граничных контуров, остается в функциональном интеграле (I2), т.к. в нем интегрирование ведется по поверхностям $x_\mu(\sigma,\tau)$, ограниченным контурами

$$\exp\Big(\varphi(\sigma,\tau_i)\frac{\partial}{\partial\sigma}\Big)x_\mu(\sigma,\tau_i)=x_\mu\big(\Phi(\sigma,\tau_i),\tau_i\big),$$
$$\exp\Big(\varphi(\sigma,\tau_f)\frac{\partial}{\partial\sigma}\Big)x_\mu(\sigma,\tau_f)=x_\mu\big(\Phi(\sigma,\tau_f),\tau_f\big). \tag{I4}$$

Продемонстрируем теперь геометрический смысл множителей Лагранжа. Для этого выполним в интеграле (6) замену импульсной переменной

$$p_\mu(\sigma,\tau)=p_\mu^{cl}(\sigma,\tau)+\tilde p_\mu(\sigma,\tau)=\frac{2}{f-\bar f}\Big(\dot x_\mu-\frac{f+\bar f}{2}x'_\mu\Big)+\tilde p_\mu,$$

т.е. выделим из импульсной переменной $p_\mu(\sigma,\tau)$ классическую составляющую $p_\mu^{cl}(\sigma,\tau)$, которая определяется уравнением (5а). При этом интеграл (6) переписывается в виде

$$G(\alpha_1,\dots,\alpha_b)=\int\mathcal{D}\{\tilde\mu\}\exp\{i\tilde A\}, \tag{I5}$$

где $\mathcal{D}\{\tilde\mu\}=\prod_{\sigma,\tau}\{\mathcal{D}[\tilde p_\mu]\mathcal{D}[x_\mu]\mathcal{D}[f]\mathcal{D}[\bar f]\}\Delta\Pi$,
$\tilde A$ – известное действие:

$$\tilde A=\int_0^{2\pi}d\sigma\int_{\tau_i}^{\tau_f}d\tau\Big[-\frac{1}{4}(f-\bar f)\tilde p^2-\frac{1}{2}\sqrt{-g}\,g^{ac}\partial_a x_\mu\partial_c x^\mu\Big]. \tag{I6}$$

В формуле (I6) использованы обозначения: $\{a,c\}=\{0,1\}$, $\partial_0 x_\mu=\dot x_\mu$, $\partial_1 x_\mu=x'_\mu$, $g=\det\|g_{ac}\|$,
метрика g_{ac} определяется равенством

$$\sqrt{-g}\,g^{ac}=\frac{1}{(f-\bar f)}\begin{pmatrix}-2 & f+\bar f\\ f+\bar f & -2f\bar f\end{pmatrix}. \tag{I7}$$

Эта формула определяет геометрический смысл множителей Лагранжа.

Подчеркнем здесь два момента, которые возникают при представлении интеграла (6) в форме (I5).

Во-первых, так как $A\equiv\tilde A$, то действие A обладает, кроме локальной симметрии (3), еще и локальной симметрией, свойственной лагранжевой теории (I6):

$$x_\mu(\sigma,\tau)\mapsto x_\mu\big(\xi^1(\sigma,\tau),\xi^0(\sigma,\tau)\big)=\exp\big[\alpha^a(\sigma,\tau)\partial_a\big]x_\mu(\sigma,\tau),$$
$$g_{ac}(\sigma,\tau)\mapsto\partial_a(\xi^{a'})\partial_c(\xi^{c'})\,g_{a'c'}\big(\xi^1(\sigma,\tau),\xi^2(\sigma,\tau)\big), \tag{I8}$$

$$(f-\bar f)\tilde p^2\mapsto\big|\det\|\partial_a\xi^c\|\big|\big(f(\xi^1,\xi^0)-\bar f(\xi^1,\xi^0)\big)\tilde p^2(\xi^1,\xi^0), \tag{I9}$$

причем преобразования (3а) сводятся к преобразованиям (I8) только на уравнениях движения (5). Параметры φ, $\bar\varphi$ и α^a преобразований (3) и (I8), (I9) при этом связаны соотношениями

$$\alpha^0=\frac{\varphi-\bar\varphi}{f-\bar f},\quad \alpha^1=\frac{\bar\varphi f-\varphi\bar f}{f-\bar f}. \tag{20}$$

Во-вторых, симметрии (3) и (I8),(I9) невозможно сохранить в квантовом случае одновременно, и вопрос о том, какая из этих двух симметрий должна быть сохранена, сводится к вопросу о доопределении меры $\mathcal{D}\{\mu\}$. Подчеркнем здесь, что возникновение двух локальных симметрий гамильтонова действия является общим свойством обобщенных гамильтоновых систем с нелинейными по импульсам связями. В случае линейных связей (поля Янга–Миллса) эти симметрии совпадают друг с другом.

3. ДИНАМИКА ЗАМКНУТОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СТРУНЫ С ДУХОВЫМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

В этом разделе работы будет изучена динамика системы, которая описывается действием (I3), будет решена задача Коши и представлен полный набор полиномиальных локальных интегралов движения.

Действие (I3) приводит к динамическим уравнениям (5а) для координат фазового пространства (x_μ и p_μ) и к уравнениям динамики духов:

$$\dot\zeta = f\zeta' - f'\zeta\,, \quad \dot{\bar\zeta} = \bar f\bar\zeta' - \bar f'\bar\zeta\,,$$
$$\dot\eta = 2f'\eta + f\eta'\,, \quad \dot{\bar\eta} = 2\bar f'\bar\eta + \bar f\bar\eta'. \tag{21}$$

Аналога уравнения (5в) в рассматриваемом случае нет (т.к. функции f и $\bar f$ неявно зафиксированы), хотя можно написать аналоги функций связей $\frac{1}{4}a^2$ и $\frac{1}{4}b^2$. Они имеют вид

$$T = \frac{a^2}{4} + i(2\eta\zeta' + \eta'\zeta)\,, \quad \bar T = \frac{b^2}{4} + i(2\bar\eta\bar\zeta' + \bar\eta'\bar\zeta)\,. \tag{22}$$

Для системы уравнений (5а) и (2I) можно построить общее решение задачи Коши, которое определяет состояние системы в любой точке τ $(\tau_i < \tau \le \tau_f)$ по начальному состоянию в точке $\tau = \tau_i$. Для уравнений (5а) это решение найдено в работе /8/ и может быть представлено в компактной форме (см. формулу (2))

$$X_\mu(\sigma_1, \sigma_2, \tau) = X_\mu(F(\sigma_1,\tau), \bar F(\sigma_2,\tau), \tau_i), \tag{23}$$

где

$$F(\sigma,\tau) = T\exp\left\{\int_{\tau_i}^{\tau} d\tau' f(\sigma,\tau')\frac{\partial}{\partial\sigma}\right\}\sigma, \quad \bar F(\sigma,\tau) = T\exp\left\{\int_{\tau_i}^{\tau} d\tau' \bar f(\sigma,\tau')\frac{\partial}{\partial\sigma}\right\}\sigma. \tag{24}$$

Для уравнений (2I) решение задачи Коши записывается в виде

$$\zeta(\sigma,\tau) = \frac{1}{F'(\sigma,\tau)}\zeta(F(\sigma,\tau),\tau_i)\,, \quad \eta(\sigma,\tau) = (F'(\sigma,\tau))^2\eta(F(\sigma,\tau),\tau_i), \tag{25}$$
$$\bar\zeta(\sigma,\tau) = \frac{1}{\bar F'(\sigma,\tau)}\bar\zeta(\bar F(\sigma,\tau),\tau_i)\,, \quad \bar\eta(\sigma,\tau) = (\bar F'(\sigma,\tau))^2\bar\eta(\bar F(\sigma,\tau),\tau_i).$$

В том, что функции (23) и (25) действительно определяют решение задачи Коши уравнений (5а) и (2I), легко убедиться непосредственно, если воспользоваться равенствами $\dot F = fF'$, $\dot{\bar F} = \bar f\bar F'$, $F(\sigma,\tau_i) = \bar F(\sigma,\tau_i) = \sigma$.

Из решения (23), продифференцировав его по σ_1 и σ_2, легко получить выражения

$$a_\mu(\sigma,\tau) = F'(\sigma,\tau)a_\mu(F(\sigma,\tau),\tau_i), \quad b_\mu(\sigma,\tau) = \bar F'(\sigma,\tau)b_\mu(\bar F(\sigma,\tau),\tau_i), \tag{26}$$

которые представляют собой решения задачи Коши для уравнений

$$\dot a_\mu = (f a_\mu)'\,, \quad \dot b_\mu = (\bar f b_\mu)' \tag{27}$$

и которые непосредственно следуют из системы уравнений (5а).

Знание эволюции струнных переменных x_μ, p_μ, ζ, η, $\bar\zeta$, $\bar\eta$ (соотношения (23),(25),(26)) позволяет легко построить все локальные законы сохранения в теории замкнутой струны с духовыми степенями свободы. Перечислим здесь эти законы:

I) Закон сохранения полного импульса

$$P_\mu = \int_0^{2\pi} d\sigma\, a_\mu(\sigma,\tau) = \int_0^{2\pi} d\sigma\, b_\mu(\sigma,\tau)\,. \tag{28а}$$

2) Закон сохранения момента количества движения

$$M_{\mu\nu} = \int_0^{2\pi} d\sigma\,(x_\mu(\sigma,\tau)p_\nu(\sigma,\tau) - x_\nu(\sigma,\tau)p_\mu(\sigma,\tau))\,. \tag{28б}$$

3) Сохранение духовых чисел

$$Q_c = i\int_0^{2\pi} d\sigma\,(\zeta(\sigma,\tau)\eta(\sigma,\tau))\,, \quad \bar Q_c = i\int_0^{2\pi} d\sigma\,(\bar\zeta(\sigma,\tau)\bar\eta(\sigma,\tau))\,, \tag{28в}$$

4) $Q_{\mu\nu} = \int d\sigma\,(\zeta(\sigma,\tau)a_\mu(\sigma,\tau)a_\nu(\sigma,\tau))$, $\bar Q_{\mu\nu} = \int d\sigma\,(\bar\zeta(\sigma,\tau)\, b_\mu(\sigma,\tau) b_\nu(\sigma,\tau))$, (28г)

5) $K_{\mu\nu} = i\int d\sigma\,(\zeta\zeta' a_\mu a_\nu)$, $\bar K_{\mu\nu} = i\int d\sigma\,(\bar\zeta\bar\zeta' b_\mu b_\nu)$, (28д)

6) $Q = i\int d\sigma\,(\eta\zeta\zeta')$, $\bar Q = i\int d\sigma\,(\bar\eta\bar\zeta\bar\zeta')$, (28е)

7) $I_\mu = i\int d\sigma\,(\zeta\zeta'\zeta'' a_\mu)$, $\bar I_\mu = i\int d\sigma\,(\bar\zeta\bar\zeta'\bar\zeta'' b_\mu)$. (28ж)

Отметим, что комбинация законов сохранения (28а) и (28е) дает БРСТ-заряды Q_B и $\bar Q_B$ /3/

$$Q_B = \frac{1}{4}Q_\mu{}^\mu - Q\,, \quad \bar Q_B = \frac{1}{4}\bar Q_\mu{}^\mu - \bar Q\,. \tag{29}$$

Кроме локальных законов сохранения, перечисленных выше, можно легко построить бесконечные наборы нелокальных интегралов движения /8,9/, расширенных введением духовых переменных, в частности, используя представление Лакса уравнений (2I), (27) (обобщение представления Лакса из работ /I6/)

$$\left[\frac{\partial}{\partial\tau} - fV(\lambda_1,\dots,\lambda_6), \frac{\partial}{\partial\sigma} - V(\lambda_1,\dots,\lambda_6)\right] = \left[\frac{\partial}{\partial\tau} - \bar f\bar V(\bar\lambda_1,\dots,\bar\lambda_6), \frac{\partial}{\partial\sigma} - \bar V(\bar\lambda_1,\dots,\bar\lambda_6)\right] = 0, \tag{30}$$

где

$$V(\lambda_1,\dots,\lambda_6) = \lambda_1 a_\mu T_1^{(\mu)} + \lambda_2\zeta\eta T_2 + \lambda_3\zeta a_\mu a_\nu T_3^{(\mu\nu)} + \lambda_4\zeta\zeta' a_\mu a_\nu T_4^{(\mu\nu)} +$$
$$+ \lambda_5\eta\zeta\zeta' T_5 + \lambda_6\zeta\zeta'\zeta'' a_\mu T_6^{(\mu)}\,.$$

$$\overline{V}(\bar\lambda_1,\ldots,\bar\lambda_6)=\bar\lambda_1 b_\mu \overline{T}_1^{(\mu)}+\bar\lambda_2\bar\zeta\bar\eta\overline{T}_2+\bar\lambda_3\bar\zeta b_\mu b_\nu\overline{T}_3^{(\mu\nu)}+$$
$$+\bar\lambda_4\bar\zeta\bar\zeta' b_\mu b_\nu\overline{T}_4^{(\mu\nu)}+\bar\lambda_5\bar\eta\bar\zeta\bar\zeta'\overline{T}_5+\bar\lambda_6\bar\zeta\bar\zeta'\bar\zeta'' b_\mu\overline{T}_6^{(\mu)}.$$

$\lambda_a,\bar\lambda_a$ -спектральные параметры, а $T_a^{(\cdot)}$ и $\overline{T}_a^{(\cdot)}$ -образующие произвольной некоммутативной алгебры, которые реализуют тензорные представления D -мерной группы Лоренца.

Интегралы движения (28) относительно скобок Пуассона(которые задаются каноническими скобками)

$$\{x_\mu(\sigma,\tau),\,p_\nu(\sigma',\tau)\}=\eta_{\mu\nu}\delta(\sigma-\sigma') \qquad (3I)$$
$$\{\zeta(\sigma,\tau),\eta(\sigma',\tau)\}=-i\delta(\sigma-\sigma'),\ \{\bar\zeta(\sigma,\tau),\bar\eta(\sigma',\tau)\}=i\delta(\sigma-\sigma')$$

образуют конечную замкнутую супералгебру Ли. Действительно, используя соотношения (3I), получаем для переменных (28г)-(28ж)

$$\{Q_{\mu\nu},Q_{\lambda\rho}\}=-2i(g_{\lambda\nu}K_{\mu\rho}+g_{\nu\rho}K_{\mu\lambda}+g_{\mu\lambda}K_{\nu\rho}+g_{\mu\rho}K_{\nu\lambda}),$$
$$\{\overline{Q}_{\mu\nu},\overline{Q}_{\lambda\rho}\}=2i(g_{\lambda\nu}\overline{K}_{\mu\rho}+g_{\nu\rho}\overline{K}_{\mu\lambda}+g_{\mu\lambda}\overline{K}_{\nu\rho}+g_{\mu\rho}\overline{K}_{\nu\lambda}), \qquad (32)$$
$$\{Q_{\mu\nu},Q\}=-iK_{\mu\nu},\ \{\overline{Q}_{\mu\nu},\overline{Q}\}=-i\overline{K}_{\mu\nu},\ \{Q_B,Q_B\}=\{\overline{Q}_B,\overline{Q}_B\}=0$$

(остальные скобки Пуассона переменных (28г)-(28ж) равны нулю). К выражениям (32) необходимо добавить очевидные скобки Пуассона с участием переменных (28а)-(28в). Отметим, что при рассмотрении квантовой версии теории с действием (I3) за счет нормального упорядочения полей в выражениях для переменных (28) коммутационные соотношения (32) могут видоизменяться, а часть переменных (28) перестанет сохраняться во времени. Поэтому сейчас мы перейдем к обсуждению квантовой версии рассматриваемой теории (см.работы [3,4]) и покажем, каким образом необходимо доопределять классические величины (28) в квантовом случае на примере доопределения БРСТ-зарядов (29).

Будем сопоставлять струнным переменным A и B операторы $\hat{A}$ и $\hat{B}$, согласно правилу $[\hat A,\hat B]=i\{A,B\}$. Тогда, разлагая поля $a_\mu=p_\mu+x'_\mu$, η, ζ в ряды Фурье (здесь и в дальнейшем в этом пункте работы мы будем рассматривать только законы сохранения, построенные из полей a_μ, η и ζ; для законов сохранения, построенных из полей b_μ, η и ζ, легко можно провести аналогичное рассмотрение)

$$\zeta(\sigma)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\zeta_n e^{-in\sigma},\ \eta(\sigma)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{1}{2\pi}\eta_n e^{-in\sigma},\ a_\mu(\sigma)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}a_\mu^n e^{-in\sigma}, \qquad (33)$$

получим из формул (3I) коммутационные соотношения

$$[\zeta_n^+,\eta_m]_+=[\zeta_n,\eta_m^+]=\delta_{m,n};\ \zeta_n^+=\zeta_{-n},\ \eta_n^+=\eta_{-n}\ (n>0);$$
$$[a_\mu^{+m},a_\nu^n]_-=-\delta_{m,n}\eta_{\mu\nu}(n+m);\ a_\mu^{+n}=a_\mu^{-n}\ (n>0). \qquad (34)$$

Операторы ζ_n, η_n, a_μ^n ($n>0$) будем называть операторами уничтожения, а операторы ζ_n^+, η_n^+, a_μ^{+n}–операторами рождения.

Определим квантовый аналог функции T (22) следующим образом (для $\overline{T}$ формулы аналогичны):

$$T(\sigma)=\frac{1}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}T^n e^{-in\sigma}=\frac{1}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}(T_x^n+T_g^n)e^{-in\sigma}=T_x(\sigma)+T_g(\sigma), \qquad (35)$$
$$T_x^n=\frac{1}{4}\sum_{m=-\infty}^{\infty}:a_\mu^{n-m}a^{m\mu}:-\beta\delta_{n,0},\ T_g^n=\sum_{m=-\infty}^{\infty}(n+m):\eta_{n-m}\zeta_m:.$$

В квантовом случае мы будем считать, что величина $\hat{I}$ сохраняется (без учета конформных аномалий), если выполняется равенство

$$[\hat I,T^n]=0,\ \forall n. \qquad (36)$$

Рассмотрим для начала наиболее важную переменную Q_B (29), которую можно представить в виде $Q_B=\int d\sigma\,\zeta(\sigma)T_x(\sigma)+\frac{1}{2}\int d\sigma\,\zeta(\sigma)T_g(\sigma)$. Используя определение (35), квантовый аналог Q_B ищем в виде [3]

$$\hat Q_B=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\zeta^{-n}T_x^n+\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(\zeta_n^+T_g^n+T_g^{-n}\zeta_n)+\frac{1}{2}\zeta_0T_g^0=\frac{1}{4}\hat Q_\mu{}^\mu-\hat Q. \qquad (37)$$

Подставляя в коммутатор (36) величину $\hat I=\hat Q_B$, получаем

$$[T^n,\hat Q_B]=\left\{\frac{D-26}{12}n^3-\left(\frac{D-2}{12}-2\beta\right)n\right\}\zeta_n. \qquad (38)$$

Правая часть равенства (38) равна нулю только в случае, когда $D=26$, $\beta=I$. Это именно тот случай, когда выполняется важное свойство нильпотентности БРСТ-заряда [3]:

$$\hat Q_B^2=\left\{\frac{(D-26)}{12}\sum_{n=1}^{\infty}n^3\zeta_n^+\zeta_n-\left(\frac{(D-2)}{12}-2\beta\right)\sum_{n=1}^{\infty}n\zeta_n^+\zeta_n\right\}. \qquad (39)$$

Построение квантовых аналогов других сохраняющихся величин (28), удовлетворяющих условию (36), также можно осуществить. Отметим, что важность этих квантовых величин заключается в том, что они определяют дополнительные симметрии полевого действия релятивистской струны и накладывают определенные ограничения на способы построения таких действий. В частности, сохранение БРСТ-заряда Q_B уже использовалось для построения калибровочно-инвариантного взаимодействия открытых струн [4,5].

$$F'(\sigma,\tau_f)\frac{\delta K}{\delta F(\sigma,\tau_f)}=(-i)N_{\phi^{(2)}}\left\{\frac{a^2}{4}+i(2\eta\zeta'+\eta'\zeta)\right\}K=$$

$$=\left\{-iT(\sigma)+\frac{i(D-26)}{24\pi}\hat{D}(\phi^{(2)})\right\}K, \tag{50a}$$

$$\bar{F}'(\sigma,\tau_f)\frac{\delta K}{\delta \bar{F}(\sigma,\tau_f)}=iN_{\phi^{(2)}}\left\{\frac{b^2}{4}+i(2\bar{\eta}\bar{\zeta}'+\bar{\eta}'\bar{\zeta})\right\}K=$$

$$=\left\{i\bar{T}(\sigma)-\frac{i(D-26)}{24\pi}\hat{D}(\phi^{(2)})\right\}K, \tag{50б}$$

где символ $N_{\phi^{-1}}$ обозначает нормальное упорядочение, связанное со следующим разложением полей по модам $(\Phi^{-1}(\Phi(\sigma))=\Phi(\Phi^{-1}(\sigma))=\sigma)$:

$$a_\mu(\sigma)=\phi'\left[\frac{P_\mu}{2\pi}+\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\sum_{n=1}^{\infty}\left(e^{in\phi}a_\mu^{+n}+e^{-in\phi}a_\mu^{n}\right)\right],\ b_\mu(\sigma)=\phi'\left[\frac{P_\mu}{2\pi}+\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\sum_{n=1}^{\infty}\left(e^{in\phi}b_\mu^{n}+e^{-in\phi}b_\mu^{+n}\right)\right],$$

$$\eta(\sigma)=(\phi')^2\left[\frac{\eta_0}{2\pi}+\frac{1}{2\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\left(e^{in\phi}\eta_n^{+}+e^{-in\phi}\eta_n\right)\right],\ \zeta(\sigma)=\frac{1}{\Phi'}\left[\zeta_0+\sum_{n=1}^{\infty}\left(e^{in\phi}\zeta_n^{+}+e^{-in\phi}\zeta_n\right)\right], \tag{51}$$

$$\bar{\eta}(\sigma)=(\Phi')^2\left[\frac{\bar{\eta}_0}{2\pi}+\frac{1}{2\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\left(e^{in\phi}\bar{\eta}_n+e^{-in\phi}\bar{\eta}_n^{+}\right)\right],\ \bar{\zeta}(\sigma)=\frac{1}{\Phi'}\left[\bar{\zeta}_0+\sum_{n=1}^{\infty}\left(e^{in\Phi}\bar{\zeta}_n+e^{-in\Phi}\bar{\zeta}_n^{+}\right)\right],$$

а $\hat{D}(\Phi^{-1})=\Phi'''/\Phi'-3/2(\Phi''/\Phi')^2$ –производная Шварца. Прежде чем мы выпишем уравнение, которое определяет $Z(f,\bar{f})$ и которое следует из уравнений (50), отметим ряд фактов из теории группы диффеоморфизмов окружности $diff(S^1)$. Пусть функция $\mathcal{F}_0$ неявно определяется из равенства $exp(-\bar{\mathcal{F}}\partial)exp(\mathcal{F}\partial)=exp(\mathcal{F}_0\partial)$, тогда имеют место соотношения

$$\left(\bar{\mathcal{F}}e^{-\bar{\mathcal{F}}\partial}\frac{1}{\bar{\mathcal{F}}}\right)\left(\mathcal{F}e^{\mathcal{F}\partial}\frac{1}{\mathcal{F}}\right)=\mathcal{F}_0e^{\mathcal{F}_0\partial}\frac{1}{\mathcal{F}_0},\ \left(\frac{1}{\bar{\mathcal{F}}}e^{-\partial\bar{\mathcal{F}}}\bar{\mathcal{F}}\right)\left(\frac{1}{\mathcal{F}}e^{\partial\mathcal{F}}\mathcal{F}\right)=\frac{1}{\mathcal{F}_0}e^{\partial\mathcal{F}_0}\mathcal{F}_0. \tag{52}$$

В случае интегрирования по поверхностям топологии цилиндра (пропагатор струны), когда возможен выбор калибровочного условия $\mathcal{F}=-\bar{\mathcal{F}}=\theta\pi=const$, существуют преобразования $exp(\frac{\varphi}{2\pi}(\sigma,\tau_f)\partial)=exp(\tilde{\bar{\varphi}}(\sigma)\partial)$, $exp(\psi(\sigma,\tau_i)\partial)=exp(\tilde{\varphi}(\sigma)\partial)$, такие, что $\left(\frac{1}{\theta}=\int_0^{2\pi}\frac{d\sigma}{\mathcal{F}_0(\sigma)}\right)$

$$e^{\tilde{\bar{\varphi}}\partial}e^{\mathcal{F}\partial}e^{-\tilde{\varphi}\partial}=e^{\theta\pi\partial},\quad e^{\tilde{\varphi}\partial}e^{\bar{\mathcal{F}}\partial}e^{-\bar{\varphi}\partial}=e^{-\theta\pi\partial}. \tag{53}$$

Равенства (52) и (53), подставленные в формулу (49), приводят к следующему выражению для K:

$$K=Z(f,\bar{f})exp\left\{\frac{i}{2}A(\tilde{x}_\mu^{(1)},\tilde{x}_\mu^{(2)})+2A(\tilde{\bar{c}}^{(i)},\tilde{c}^{(i)})\right\}(\bar{c}_0^{(1)}-\bar{c}_0^{(2)})(c_0^{(1)}-c_0^{(2)}), \tag{54}$$

где

$$A(\tilde{x}_\mu^{(1)},\tilde{x}_\mu^{(2)})=\langle\tilde{x}_\mu^{(2)}|\partial cth(\pi\theta\partial)|\tilde{x}^{(2)\mu}\rangle-2\langle\tilde{x}_\mu^{(1)}|\partial(sh(\pi\theta\partial))^{-1}|\tilde{x}^{(2)\mu}\rangle+\langle\tilde{x}_\mu^{(1)}|\partial cth(\pi\theta\partial)|\tilde{x}^{(1)\mu}\rangle,$$

$$A(\tilde{\bar{c}}^{(i)},\tilde{c}^{(i)})=\tilde{\bar{c}}^{(1)}cth(\pi\theta\partial)\tilde{c}^{(1)}-\tilde{\bar{c}}^{(1)}(sh(\pi\theta\partial))^{-1}\tilde{c}^{(2)}-\tilde{\bar{c}}^{(2)}(sh(\pi\theta\partial))^{-1}\tilde{c}^{(1)}+\tilde{\bar{c}}^{(2)}cth(\pi\theta\partial)\tilde{c}^{(2)},$$

а переменные с волной определяются из формул

$$\tilde{x}_\mu^{(2)}=e^{\tilde{\bar{\varphi}}\partial}x_\mu^{(2)},\ \tilde{x}_\mu^{(1)}=e^{\tilde{\varphi}\partial}x_\mu^{(1)},\ \tilde{\bar{c}}^{(1)}=\left(\frac{1}{\tilde{\varphi}}exp(\partial\tilde{\varphi})\tilde{\varphi}\right)\bar{c}^{(1)},$$

$$\tilde{c}^{(1)}=\left(\tilde{\varphi}e^{\tilde{\varphi}\partial}\frac{1}{\tilde{\varphi}}\right)c^{(1)},\ \tilde{\bar{c}}^{(2)}=\left(\frac{1}{\tilde{\bar{\varphi}}}e^{\partial\tilde{\bar{\varphi}}}\tilde{\bar{\varphi}}\right)\bar{c}^{(2)},\ \tilde{c}^{(2)}=\left(\tilde{\bar{\varphi}}e^{\tilde{\bar{\varphi}}\partial}\frac{1}{\tilde{\bar{\varphi}}}\right)c^{(2)}. \tag{54a}$$

Подставляя теперь формулу (54) в уравнения (50) и учитывая равенства $F'(\sigma,\tau_f)\frac{\delta\theta}{\delta F(\sigma,\tau_f)}=-\bar{F}'(\sigma,\tau_f)\frac{\delta\theta}{\delta\bar{F}(\sigma,\tau_f)}=(\theta/\mathcal{F}_0)^2=\left(\frac{1}{2\pi}(\phi^{(2)}(\sigma))'\right)^2$, вытекающие из формул (53), получаем уравнение, определяющее функционал $Z(f,\bar{f})=Z(\theta)$ (этот функционал по симметрийным соображениям зависит только от параметра θ):

$$\frac{\partial}{\partial\theta}ln(Z(\theta))=-\frac{D}{2}\frac{1}{\theta}+(2-D)\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{in2\pi e^{-in2\pi\theta}}{1-exp(-in2\pi\theta)}\right)+\frac{i(D-2)\pi}{12}. \tag{55}$$

Решение уравнения (55) хорошо известно:

$$Z(\theta)=Z_0\theta^{-\frac{D}{2}}e^{\left(i\frac{D-2}{12}\pi\theta\right)}\prod_{n=1}^{\infty}\left(1-exp(-in2\pi\theta)\right)^{2-D}=Z_0\theta^{-\frac{D}{2}}\left[\eta(exp(-i2\pi\theta))\right]^{2-D}, \tag{56}$$

где $\eta(q)=q^{1/24}\prod_{n=1}^{\infty}(1-q^n)$ –функция Дедекинда, Z_0 –произвольная константа. Окончательное выражение для ядра оператора эволюции (54) с учетом формулы (56) имеет вид

$$K=\int_{x^{(1)},c^{(1)},\bar{c}^{(1)}}^{x^{(2)},c^{(2)},\bar{c}^{(2)}}\prod_{\sigma,\tau}\{\mathcal{D}[x_\nu]\mathcal{D}[p_\nu]\mathcal{D}[\zeta]\mathcal{D}[\eta]\mathcal{D}[\bar{\zeta}]\mathcal{D}[\bar{\eta}]\}exp(iA_g)=Z_0\theta^{-\frac{D}{2}}\cdot$$

$$\cdot\left(\eta(exp(-i2\pi\theta))\right)^{2-D}exp\left\{\frac{i}{2}A(\tilde{x}_\mu^{(1)},\tilde{x}_\mu^{(2)})+2A(\tilde{\bar{c}}^{(i)},\tilde{c}^{(i)})\right\}(\bar{c}_0^{(1)}-\bar{c}_0^{(2)})(c_0^{(1)}-c_0^{(2)}). \tag{57}$$

Интегральное представление для пропагатора $G(\mathcal{C}_1,\mathcal{C}_2)$ релятивистской струны с духовыми степенями свободы получается, если подставить выражение (57) в формулу (12), учитывая при этом калибровочное условие (9). В результате имеем

$$G(\mathcal{C}_1,\mathcal{C}_2)=\int_0^{\infty}d\theta\,\theta^{-\frac{D}{2}}\left[\eta(exp(-i2\pi\theta))\right]^{2-D}\int\mathcal{D}(\tilde{\varphi})\mathcal{D}(\tilde{\bar{\varphi}})exp\left\{\frac{i}{2}A(\tilde{x}_\mu^{(1)},\tilde{x}_\mu^{(2)})+\right.$$

$$\left.+2A(\tilde{\bar{c}}^{(i)},\tilde{c}^{(i)})\right\}(\bar{c}_0^{(1)}-\bar{c}_0^{(2)})(c_0^{(1)}-c_0^{(2)}). \tag{58}$$

В заключение этого раздела работы отметим, что хотя $G(\mathcal{C}_1,\mathcal{C}_2)$ (58) формально выведено для произвольного числа D измерений пространства-времени, необходимое уравнение для $G(\mathcal{C}_1,\mathcal{C}_2)$ вида $T(\sigma)G(\mathcal{C}_1,\mathcal{C}_2)=-\bar{T}(\sigma)G(\mathcal{C}_1,\mathcal{C}_2)\sim\langle\langle x_\mu^{(2)},c^{(2)},\bar{c}^{(2)}|x_\mu^{(1)},c^{(1)},\bar{c}^{(1)}\rangle\rangle$ получается только при $D = 26$, т.к. в этом случае в формулах (50) исчезают члены, пропорциональные производным Шварца. При $D \neq 26$ ядро оператора эволюции K (57) необходимо **умножить** на функционал $\exp\{iWZ(f,\bar f)\}$, который удовлетворял бы уравнению

$$F'(\sigma,\tau_f)\frac{\delta\exp\{iWZ\}}{\delta F(\sigma,\tau_f)} = -\bar F'(\sigma,\tau_f)\frac{\delta\exp\{iWZ\}}{\delta \bar F(\sigma,\tau_f)} = -\frac{(D-26)}{24\pi}\hat D(\Phi^{(2)})\exp\{iWZ\}. \qquad (59)$$

Легко убедиться в том, что не существует локального функционала $WZ(f,\bar f)$, удовлетворяющего условию (59). Поэтому естественно интерпретировать функционал $WZ(f,\bar f)$ как слагаемое Весса-Зумино (**коцикл** /20/). Автору пока не удалось найти его явный вид. Возможно, что функционал WZ связан с эффективным действием для квантовой теории дилатонного поля /14,19/.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривалась квантовая и классическая динамика бозонной релятивистской струны с духовыми степенями свободы. Были построены локальные интегралы движения такой струны и решение задачи Коши. На основе решения задачи Коши было получено интегральное представление для пропагатора РС. Эти результаты могут стать основой для нового, отличного от работ /4-6/ подхода к построению теории поля взаимодействующих струн.

В заключение отметим универсальный характер методов исследования струн, которые представлены в данной статье. В частности, эти методы довольно легко переносятся на случай фермионной струны /21/.

Автор благодарен В.А.Рубакову за указание на важность решения задачи Коши для построения квантовых теорий, а также Л.Альварецу-Гоме, А.Б. и Ал.Б. Замолодчиковым и А.Т. Филиппову за полезные обсуждения и ценные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Neveu A., West P. - Nucl.Phys., 1986, B268, 125-150;
Kaku M., Kikkawa K. - Phys.Rev., 1974, D10, 1110-1133, 1823-1843;
Cremmer E., Gervais J. - Nucl.Phys., 1974, B76, 209-230;
Green M., Schwarz J. - Nucl.Phys., 1983, B218, 43-88.
2. Siegel W. - Phys.Lett., 1984, 142B, 276-280;
Siegel W. - Phys.Lett., 1984, 149B, 157-161, 162-166;
Siegel W. - Phys.Lett., 1985, 151B, 391-395, 396-400.
3. Kato M., Ogawa K. - Nucl.Phys., 1983, B212, 443-460;
Hwang S. - Phys.Rev., 1983, D28, No.10, 2614-2620.
4. Hata H., Itoh K., Kunitomo H., Ogawa K. - Phys.Lett., 1986, 172B, No.2, 186-194, 195-199; 175B, No.2, 138-144.
5. Witten E. - Nucl.Phys., 1986, B268, 253-294.
6. Арефьева И.Я., Волович И.В. - ТМФ, 1986, т. 67, № 2, 320-324.
Арефьева И.Я., Волович И.В. - ТМФ, 1986, т.67, № 3,474-478.
7. Faddeev L.D., Popov V.N. - Phys.Lett., 1967, B25, 29-30.
Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. - Введение в квантовую теорию поля калибровочных полей. М.: Наука, 1978.
8. Исаев А.П. - ТМФ, 1983, т.54, № 2, 209-218.
9. Исаев А.П. - Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, № 7, 357-360.
Pron'ko G.P., Razumov A.V., Soloviev L.D. - Some New Results in Classical Theory of Relativistic String. Preprint IHEP82-106, Serpukhov, IHEP, 1982;
Пронько Г.П., Разумов А.В., Соловьев Л.Д. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, № 3, 558-577.
10. Hwang S., Marnelius R. - Nucl.Phys., 1986, B272, No.2, 389-412.
11. Фаддеев Л.Д. - ТМФ, 1969, т.1, № 1, 3-18;
Вилковыский Г.А., Фрадкин Е.С. - Материалы IУ международного совещания по нелокальным теориям поля.Алушта 1976. ОИЯИ 2-9788, Дубна, 1976.
12. Freeman M.D., Olive D.I. - Phys.Lett., 1986, 175B, No.2, 155-158.
13. Alvarez O. - Nucl.Phys., 1983., 1983, B216, No.1, 125-184.
14. Polyakov A.M. - Phys.Lett., 1981, 103B, No.3, 207-210.

15. Durhuus B. et al. - Nucl. Phys., 1982, B196, No.3, 498-508;
Gervais J., Neveu A. - Nucl.Phys., 1982, B209, No.3, 498-508;
Fradkin E.S., Tseytlin A.A. - Ann.Phys., 1982, v.143, No.2, 413-447, 423-447;
Zamolodchikov A.B. - Phys.Lett., 1982, 117B, No.1,2, 87-90;
Belavin A.A., Knizhnik V.G. - Phys.Lett., 1986, 168B, 201-206;
Манин Ю.И. - Письма в ЖЭТФ, 1986, Т.43, № 4, 161-163;
Alvares-Gaume L. Preprint CERN-TH 4480/86 (1986).

16. Pohlmeyer K. - Phys.Lett., 1982, 119B, 100-104;
Пронько Г.П. - ТМФ, 1983, т. 57, № 2, 203-216.

17. Исаев А.П. - К вопросу о квантовании релятивистской струны. Препринт ИФВЭ 82-193, Серпухов, 1982.

18. Polyakov A.M. - Nucl.Phys., 1980, B164, No.1, 171-188.
Luscher M., Symanzik K., Weisz P. - Nucl.Phys., 1980, B173, No.3, 365-396.

19. Marnelius R. - Nucl.Phys., 1983, B211, No.1, 14-28.

20. Фаддеев Л.Д., Шаташвили С. - ТМФ, 1984, т.60, № 2, 206-217.

21. Исаев А.П. - Об одной схеме квантования фермионной струны. В сб.: Труды IX семинара по физике высоких энергий и теории поля. Протвино, 1986. М.: Наука, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 января 1987 года.

Исаев А.П. P2-87-34

Теория релятивистской струны
с духовыми степенями свободы

Исследуется модель замкнутой бозонной релятивистской струны с духовыми степенями свободы. В этой модели найдено решение задачи Коши и построены все тензорные, полиномиальные, локальные законы сохранения. На основе решения уравнений в функциональных производных найдены ядро оператора эволюции и пропагатор релятивистской струны с духовыми степенями свободы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Г.Г.Сандуковской

Isaev A.P. P2-87-34

Theory of Relativistic String
with Ghost Degrees of Freedom

A model of closed bosonic relativistic string with ghost degrees of freedom is investigated from a somewhat new point of view. A solution of the Cauchy problem is obtained and all polynomial local conservation laws are constructed. A heat-kernel and a propagator of this relativistic string are found from a functional equation resolution.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987