Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. Баумгартл, Фоновые конфигурации в граничной полевой теории струны, *ТМФ*, 2010, том 163, номер 3, 403–412

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6510>

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: 18.209.158.208

26 апреля 2023 г., 16:29:54

© 2010 г.

М. Баумгартл^{*†}

ФОНОВЫЕ КОНФИГУРАЦИИ В ГРАНИЧНОЙ ПОЛЕВОЙ ТЕОРИИ СТРУНЫ

Исследуется роль фоновых конфигураций замкнутой струны в граничной полевой теории струны. Независимость от фона требует введения дуальных граничных полей, что близко по духу формализму удвоенных полей. Найдено соответствие между фоновыми конфигурациями замкнутой струны и коллективными возбуждениями открытых струн, которые описываются вершинными операторами с привлечением дуальных полей. В приведенном примере обсуждаются поток ренормализационной группы, решения и их устойчивость.

Ключевые слова: полевая теория струны, дуальность открытых и замкнутых струн.

1. ВВЕДЕНИЕ

Решения в полевой теории струны обычно задаются двумерными конформными теориями поля (КТП), описывающими мировой лист струны, вложенный в некоторое пространство отображения (target space). В критическом режиме струны описываются операторами соответствующей КТП. Наши знания о струнной теории вне критической точки достаточно скудны. В частности, любая фоновая конфигурация пространства отображения, которая допускает описание с помощью КТП, должна быть решением для действия полевой теории струны. В общем случае остается тем не менее непонятным, как различные геометрии пространства отображения связаны с их описаниями на мировой поверхности.

Наличие открытых струн приводит к необходимости рассматривать мировые поверхности с границами, имеющие топологию диска в древесном приближении (главном порядке теории возмущений). Граничные условия, которые необходимо наложить, часто интерпретируются геометрически как вложение D-бран в пространство отображения. С ними связываются разные модули, описывающие их размер и форму. Представляется очевидным, что эти модули, а потому и спектр открытой струны зависят существенным образом от фоновых конфигураций замкнутых струн. В силу

^{*}Arnold–Sommerfeld Center for Theoretical Physics, Ludwig–Maximilians–Universität München, Munich, Germany. E-mail: M.Baumgartl@physik.uni-muenchen.de

[†]Cluster of Excellence for Fundamental Physics “Origin and Structure of the Universe”, Garching, Germany

этого наблюдения можно предположить, что замкнутые струны представляют собой те самые объекты, которые задают теорию струны, в то время как открытые струны играют менее фундаментальную роль. С другой стороны, есть основания также считать открытые струны фундаментальными объектами. Например, построение полевой теории замкнутой струны как правило сталкивается с большими трудностями, чем построение полевой теории открытой струны (ПТОС) [1]. Кроме того, имеются хорошо известные взаимосвязи между амплитудами рассеяния открытых и замкнутых струн, причем дуальности между открытыми и замкнутыми струнами в некоторых случаях известны явно. Если открытые струны и в самом деле представляют собой более фундаментальные объекты, то возникает вопрос, в каком смысле ПТОС может оказаться не зависящей от фоновых конфигураций замкнутых струн.

В свете этой проблемы наиболее важная задача состоит в том, чтобы понять, как фоновая конфигурация замкнутой струны проявляется себя в ПТОС. В подходе граничной полевой теории струны (ГПТС) [2]–[5] согласованная ПТОС строится с помощью обобщенных КТП; обобщение при этом состоит в том, что, в то время как фоновая конфигурация замкнутой струны выбирается фиксированной и плоской, вставки полей на границе не ограничены условиями конформной инвариантности. Эту конструкцию можно осуществить не только в случае плоских бозонных КТП. Нетривиальные фоновые конфигурации замкнутой струны можно построить, если заменить плоские бозонные конфигурации (вообще говоря, произведениями) КТП, представляющими другие геометрии пространства отображений. В работах [6]–[9] это было сделано для модели Весса–Зумино–Виттена (ВЗВ) со значениями в группе. ГПТС, построенные на основе различных фоновых конфигураций, можно сравнивать между собой и исследовать влияние сдвигов фонового поля.

Важным результатом, полученным в работе [6], оказывается “свойство факторизации”, единое для теории плоских бозонов и для КТП ВЗВ. Было доказано, что обобщенная статистическая сумма, возникающая в БРСТ-конструкции, представляется в виде произведения граничной составляющей, которая учитывает все операторы открытой струны (вне массовой поверхности), и члена, который не взаимодействует с открытыми струнами. Факторизация такого типа не требует интегрирования по членам, связывающим границу с объемлющим пространством, поэтому она выражает фундаментальное свойство взаимной независимости граничных членов и членов в объемлющем пространстве. Эта независимость важна для сравнения различных ГПТС. Из нее вытекает необходимость изменить определение полевого действия струны, с помощью чего удастся достичь искомой независимости от фонового поля.

Структура настоящей работы такова. После короткого введения в ГПТС дан обзор свойства факторизации для граничной статистической суммы σ -модельного типа. Эта сумма оказывается главной составляющей основного результата, которым является представление фоновых конфигураций замкнутой струны в терминах возмущений открытой струны. Показано, что сдвиги фонового поля замкнутой струны требуют введения дуальных граничных полей, напоминающего формализм удвоения полей [10]–[13]. В качестве примера рассмотрена перенормировка некоторых таких операторов.

2. ФОНОВЫЕ КОНФИГУРАЦИИ В ГПТС

Начнем с классической конфигурации струнной теории. Эта конфигурация допускает описание в виде двумерной квантовой теории поля с σ -модельным действием и конформной инвариантностью. Мировая поверхность имеет границу, на которой допускаются вставки операторов открытой струны. Согласно предположению, выдвинутому в работах [6], [7], следует начать с действия

$$I = \int_{\Sigma} L_p(G_{\mu\nu}, B_{\mu\nu}; X^\mu) + \oint_{\partial\Sigma} B(t^I; X^\mu) = L_p + B(t^I). \quad (1)$$

Первое слагаемое L_p задает фоновое поле замкнутой струны. Оно зависит от полей, связанных с полями замкнутой струны – гравитационного поля $G_{\mu\nu}$ и антисимметричного поля Кальба–Рамона $B_{\mu\nu}$, а также от мод тяжелых частиц. Из конформной инвариантности вытекают ограничения на эти поля, имеющие вид ренормгрупповых β -функций. Граничные условия, которые необходимо наложить на открытые струны, заключены в интеграле $B(t^I)$ по границе. Он формально зависит от t^I – множества всех взаимодействий открытой струны. Связанные с ним операторы имеют вид

$$V_I(X^\mu) = \left. \frac{\partial B(t^I; X^\mu)}{\partial t^I} \right|_{t^I=0}.$$

Второе слагаемое $B(t^I)$ в (1), описывающее граничное взаимодействие, содержит тахионы $T(X)$, фотоны $A(X)_\mu$ и массивные поля. Далее мы покажем, что естественно включить в рассмотрение также и поля новых типов, которые не имеют непосредственной интерпретации в терминах граничных полей ГПТС.

В полевой теории струны необходимо придать теории смысл вне массовой поверхности. В ГПТС проводится интегрирование по всем возможным граничным значениям σ -модельных полей $X(z, \bar{z})$, при этом объемлющее пространство считается конформно-инвариантным. Таким образом, должны быть удовлетворены уравнения на β -функцию для взаимодействий замкнутых струн. Поскольку возмущения на границе не оказывают влияния на конформную симметрию в объемлющем пространстве (на древесном уровне), член, описывающий граничное взаимодействие, в самом деле может нарушать конформную инвариантность без отказа от описания в терминах КТП в объемлющем пространстве.

Приведем окончательный ответ, почерпнутый в работах [4], [5]. В предположении, что секторы материи и духов расщепляются, действие ГПТС таково:

$$\mathcal{S}[t^I] = (1 - \beta^I \partial_I) \mathcal{Z}[t^I], \quad (2)$$

где β_I – β -функции, связанные с взаимодействиями t^I . Производящий функционал $\mathcal{Z}[t^I]$ для корреляционных функций открытой струны задается выражением, имеющим вид функционального интеграла:

$$\mathcal{Z}[t^I] = \int D[X^\mu] e^{-1}.$$

2.1. Независимость от фоновой конфигурации. Действие в полевой теории струны $\mathcal{S}[t^I]$ представляет собой функцию от взаимодействий открытой струны t^I . Его решения задаются конформно-фиксированными точками t_*^I . Неявно эти решения имеют зависимость от замкнутой струны, которая входит в них через выбор фоновой конфигурации в виде КТП. Обозначим конфигурационное пространство фоновых полей через $\mathcal{M}$, оно включает в себя легкие поля типа гравитона $G_{\mu\nu}$, поле Кальба–Рамона $B_{\mu\nu}$, поле дилатона Φ , а также массивные поля.

Априори может показаться, что при замене конфигурации $\mathcal{M}$ на $\mathcal{M}'$ новый БРСТ-заряд должен строиться с чистого листа в зависимости от нового выбора КТП, лежащей в его основе. С точки зрения граничных КТП могут возникать β -функции взаимодействий между открытыми и замкнутыми струнами, а спектр граничных полей может меняться радикальным образом при изменении конфигурации поля замкнутой струны; при этом решения типа D-бран могут оказаться несогласованными, или могут возникнуть новые D-браны [14]–[16]. Оказывается, что эта точка зрения не вполне верна по отношению к БРСТ-схеме. На самом деле, в отличие от граничного сектора КТП, ГПТС может быть сформулирована так, что будет видна независимость от фонового поля замкнутой струны. Это мы покажем ниже. Конкретно, мы начнем с ГПТС, базирующейся на фоновой конфигурации $\mathcal{M}$ замкнутой струны, и затем исследуем влияние перехода к фоновой конфигурации $\mathcal{M}'$. Одной лишь теории возмущений по модулям замкнутой струны оказывается недостаточно для получения значимого результата, поскольку сама теория возмущений обычно зависит от выбора фиксированной точки. Вместо этого можно попробовать убедиться в том, что общий механизм появления модулей замкнутой струны в секторе открытой струны имеет глобальную природу, не зависящую от выбора начальной точки $\mathcal{M}$. Для обширного класса конформных фоновых полей это свойство уже было доказано. Ключевым моментом доказательства является факторизация моделей ВЗВ [6], которая будет вкратце описана ниже.

Свойство факторизации утверждает, что обобщенная статистическая сумма расщепляется в конформно-фиксированной точке $s = s_*$ и мы имеем

$$\mathcal{Z}(s, t) = \mathcal{Z}_0(s) \cdot \widehat{\mathcal{Z}}(\hat{s}, t).$$

Здесь $\mathcal{Z}_0$ – специальная инстантонная статистическая сумма, зависящая только от модулей замкнутой струны s (ее зависимость от модулей открытой струны тривиальна). Все модули открытой струны t входят только в $\widehat{\mathcal{Z}}(\hat{s}, t)$ вместе с модулями объемлющего пространства $\hat{s}$. Последние появляются технически так же, как и модули чистой открытой струны t . Если забыть об их происхождении, связанном с КТП в объемлющем пространстве, то становится не вполне понятным, как отличить индуцированные модули замкнутой струны от модулей открытой струны. Зачастую $\hat{s}$ представляют собой члены взаимодействия, которые соответствуют операторам, содержащим некоторые нелокальные или, более точно, “почти локальные” операторы (см. ниже); однако и это не всегда верно – известно, что некоторые

поля типа постоянного поля Кальба–Рамона эквивалентны постоянному полю фотона на границе. С другой стороны, возможны взаимодействия замкнутой струны, не индуцирующие операторы открытой струны на границе, например те, которые возникают из топологического члена ВЗВ, определенного в старших размерностях.

Из формулы (2) видно, что действие ГПТС не чувствительно к множителю $Z_0(s)$ в обобщенной статистической сумме. Поэтому имеет смысл переопределить действие ГПТС, поделив его на $Z_0(s)$. В силу свойства факторизации это можно сделать глобально, что отвечает не зависящей от t нормализации в каждой точке пространства модулей замкнутой струны и позволяет сделать действие ГПТС “ковариантным” на пространстве модулей, поскольку описывает, как задать в согласованном виде производные по модулям s замкнутой струны. Можно или подействовать обычной производной ∂_s непосредственно на S/Z_0 , или работать в условном формализме и использовать ковариантную производную $D_s \equiv \partial_s + \partial_s \ln Z_0$.

2.2. Факторизация. Свойство факторизации можно вывести на уровне функционального интегрирования, если должным образом провести расщепление полей на мировой поверхности. Это легко понять на примере бозонных полей на торе. Общее отображение струны $X^\mu(z, \bar{z})$ всегда разложимо единственным образом в сумму

$$X^\mu(z, \bar{z}) = X_0^\mu(z, \bar{z}) + X_b^\mu(f), \quad (3)$$

в которой компонента $X_0^\mu(z, \bar{z})$ удовлетворяет граничным условиям D0-браны, а X_b^μ – функционал от граничных значений f поля X^μ . Поле f представляет собой значение отображения струны, суженное на границу, а поле $X_b^\mu(f)$ при этом задается однозначным голоморфным продолжением функции f во внутренность диска. Конкретно, пусть $X_0|_{\partial S} = 0$, предположим также, что f задана как функция координаты границы θ и имеет разложение $f(\theta) = \sum f_n e^{in\theta}$. Из уравнений движения $\Delta X_b^\mu = 0$ с однозначностью следует продолжение $X_b^\mu(z, \bar{z}) = f_0^\mu + \sum_{n>0} (f_n z^n + f_{-n} \bar{z}^n)$. При расщеплении мод f на положительно- и отрицательно-определенные части $f^\pm$ получим, что действие Полякова для свободной бозонной составляющей примет вид

$$I = I_0[X_0] + I[f] = \frac{R^2}{4\pi i \alpha'} \int \partial X_0 \bar{\partial} X_0 + \frac{R^2}{4\pi i \alpha'} \int \partial f^+ \bar{\partial} f^-.$$

Здесь было использовано интегрирование по частям, необходимое для устранения всех членов, перемешивающих поля на границе и в объемлющем пространстве¹⁾. Отсюда очевидно, что функциональный интеграл удовлетворяет условию

$$\mathcal{Z} = \int D[X_0] e^{-I_0[X_0]} \int D[f] e^{-I[f]}.$$

Имеются два эффекта, которые могут нарушить факторизацию. Во-первых, следует быть осторожным с мерой функционального интегрирования, так как она способна, вообще говоря, породить аномальный член. Такой аномалии нет в случае

¹⁾Термины “поля в объемлющем пространстве” и “граничные поля” относятся к содержанию отображений, а не к их алгебраическим свойствам в КТП.

свободных бозонов, но в случае теорий с взаимодействием типа модели ВЗВ подобные вклады играют главную роль [7]. Во-вторых, неизвестно заранее, сохраняется ли классическое расщепление в квантовой теории. Тем не менее оказывается, что оно все-таки сохраняется – нетривиальное доказательство этого факта можно найти в работе [6].

2.3. Граничное действие. В простейшем примере бозонных полей на торе радиуса R член, отвечающий граничному взаимодействию, можно выразить в терминах граничных значений f струнного отображения:

$$I[f] \propto R^2 \oint d\theta f^\mu(\theta) \partial_\theta \bar{f}^\nu(\theta) \delta_{\mu\nu}. \quad (4)$$

Это выражение задает пропагатор на границе. Заметим, что оно “почти локально” в следующем смысле. Будучи переписанным в терминах X_b , оно принимает вид

$$\oint d\theta X_b^\mu(\theta) (H_{\mu\nu} X_b^\nu)(\theta),$$

где через $H_{\mu\nu}$ обозначено преобразование Гильберта:

$$H_{\mu\nu}(\theta, \theta') = \delta_{\mu\nu} \frac{1}{4\pi i} \oint d\theta' \sum_n e^{in(\theta-\theta')} |n|.$$

Преобразование Гильберта приводит к изменению знаков положительных и отрицательных мод, что отвечает право- и левосторонним движениям частиц. Это напоминает реализацию Т-дуальности на мировой поверхности, а потому преобразованные “дуальные” граничные поля часто обозначаются через $*X^\mu \equiv (HX)^\mu$.

В случае, когда фоновая конфигурация замкнутой струны имеет плоскую геометрию, но в ней присутствует поле Кальба–Рамона $B_{\mu\nu}$, свойство факторизации может быть показано аналогичным образом до тех пор, пока поле постоянно. В явном виде граничное действие в присутствии поля B принимает вид

$$I[f] \propto \oint d\theta X_b^\mu \partial_\theta * X_b^\nu \delta_{\mu\nu} + \oint d\theta X_b^\mu \partial_\theta X_b^\nu B_{\mu\nu}. \quad (5)$$

Локальные поля на границе задаются в виде $X_b[f] = f + \bar{f}$. Тем самым постоянное поле Кальба–Рамона приводит к локальному члену под знаком интеграла по границе. Это отражает то обстоятельство, что в плоском некомпактифицированном пространстве постоянное поле B появляется в секторе открытой струны в виде постоянной силы электромагнитного поля. Первое слагаемое в (5) перемешивает локальное поле с дуальным к нему и пропорционально метрике фонового поля. Если эта метрика непостоянна, а также если поле Кальба–Рамона непостоянно, появляются дополнительные слагаемые указанного вида. Прототипами таких теорий служат модели ВЗВ.

В моделях ВЗВ пространство отображений представляет собой групповое многообразие. В то время как для бозонных полей на торе факторизация интегралов

по путям очевидна, априори неясно, происходит ли такая факторизация в случае модели ВЗВ. Естественный анзац для расщепления полей имеет вид

$$g(z, \bar{z}) = g_0(z, \bar{z})k(z, \bar{z}), \quad (6)$$

где поле g_0 , как и приведенное выше поле X_0 , удовлетворяет граничным условиям D0-браны $g_0 = 1$, а k представляет собой классическое решение, задающееся как $k(z, \bar{z}) = h(z)\bar{h}(\bar{z})$ и являющееся произведением голоморфных полей; это поле – аналог поля X_b . В окрестности единицы или, что эквивалентно, при большом радиусе выражение (6) переходит в (3). Как и в случае свободного поля, поле k зависит только от граничных значений полей на диске. Действие ВЗВ не расщепляется в этом анзаце на две независимые части, как действие свободных бозонов. Вместо этого в нем присутствует член, перемешивающий поля g_0 и k . К счастью, этот член всегда имеет вид $J\partial H(z)$, где $J = g_0\bar{\partial}g_0$ представляет собой поток поля ВЗВ, а $H(z)$ – голоморфное поле, зависящее только от k .

Оказывается, что свойство факторизации на уровне функционального интеграла не нарушается. Это происходит потому, что любые степени выражения $\int d^2z J\partial H(z)$, появляющиеся в функциональном интеграле, не вносят вклад в корреляционные функции даже при наличии границы. Этот результат получен в работе [6], где также рассматривался вопрос построения подходящего граничного действия в случае модели ВЗВ.

2.4. Поток ренормализационной группы и искривленные браны. Центральным вопросом, связанным с проблемой независимости (замкнутой струны) от фоновой конфигурации, оказывается следующий: можно ли уловить на этом пути настоящие проявления замкнутой струны? Например, в бозонной теории с плоским пространством отображений всегда допускается существование браны, заполняющей пространство. Это перестает быть справедливым в искривленном пространстве. На пространстве отображений $S^3 \cong SU(2)$ максимально симметричная брана – это поверхности S^2 , и в этом случае не существует браны, заполняющей все пространство. Конечно, всегда можно перейти к предельному случаю больших радиусов и рассматривать теорию на S^3 как деформацию теории в пространстве $\mathbb{R}^3$ (проблемы изменения топологии в этом случае вкратце обсуждались в работе [6]). Такое разложение в окрестности бесконечного радиуса позволяет определить те члены граничного взаимодействия $V_R = \partial\mathcal{Z}/\partial R$, которые ответственны за эффекты кризисы.

В ведущем порядке имеем

$$V_R = \lambda \oint d\theta \epsilon_{abc} f^a \bar{f}^b \partial_\theta f^c + O(\lambda^2),$$

где $\lambda \sim R^{-1}$ – параметр разложения. Интересное поведение проявляется не ранее чем в членах второго порядка разложения по λ . В этом порядке тахион находится в возбужденном состоянии и инициирует процесс конденсации. По сравнению с похожими процессами конденсации в плоском пространстве данный процесс качественно

изменяется в присутствии V_R . Вместо того чтобы рассматривать конденсацию на плоской бране низшей размерности, мы можем решать соответствующие уравнения относительно *сферических бран*. Оказывается, что поток ренормгруппы приводит к возбуждениям тахионных взаимодействий с точностью до поправок старших порядков, имеющих вид $\oint \rho(X^2 - c^2)^2$. При этом β -функции взаимодействий ρ и c обладают следующими свойствами: $\beta_\rho < 0$, $\beta_{c^2} = 4(1 - 2\lambda^2 c^2)$. Указанное неравенство обеспечивает, что процесс конденсации в действительности имеет место и эффективно приводит к появлению в функциональном интеграле δ -функции, осуществляющей локализацию на геометрию браны при бесконечном взаимодействии. Новые свойства появляются благодаря нетривиальным нулям функции β_{c^2} , возникающим при $c^2 = 1/2\lambda^2$, которые к тому же не зависят от ρ . Последнее равенство фиксирует радиус сферической браны в зависимости от новой константы связи λ .

Можно показать, что полученные сферические браны оказываются стабильными в том смысле, что все тахионы, которые могли бы в принципе конденсироваться в дальнейшем, можно положить равными нулю в согласованном виде, при этом они не будут испытывать возбуждений. Построенные сферические браны обладают характерной зависимостью от константы связи λ . Обратная к λ величина представляет собой не что иное, как уровень теории ВЗВ. Тем самым соотношение между радиусом сферической браны и уровнем теории ВЗВ в точности отвечает нашим ожиданиям относительно бран, описываемых классами сопряженности группы $SU(2)$ (см. работу [17]). Хотя эти результаты были получены в рамках теории возмущений, они дают серьезные аргументы в пользу независимости ГПТС от фоновой конфигурации замкнутой струны.

3. ПЕРСПЕКТИВЫ

Интересным следствием приведенной выше конструкции оказывается то, что дуальное граничное поле $*X^\mu$ можно обрабатывать так же, как и обычное поле струны. Оба этих поля тем не менее не независимы, а потому нет необходимости явно задавать меру интегрирования отдельно для дуальных полей. Не обращая к дальнейшей модификации схемы квантования, мы можем применить элементарные методы и технику КТП для того, чтобы вычислить корреляционные функции. Пропагаторы пространственно продолженных полей $(X^\mu, *X^\mu)$ вычислялись, например, в работах [10], [18]:

$$\langle X^\mu(\theta) X^\nu(\theta') \rangle = \langle *X^\mu(\theta) * X^\nu(\theta') \rangle = \delta^{\mu\nu} \sum_{k \neq 0} \frac{1}{|k|} e^{ik(\theta - \theta')},$$

$$\langle X^\mu(\theta) * X^\nu(\theta') \rangle = -\langle *X^\nu(\theta) X^\mu(\theta') \rangle = \delta^{\mu\nu} \sum_{k \neq 0} \frac{1}{k} e^{ik(\theta - \theta')}.$$

Присутствие дуальных граничных полей оказывается качественно новым свойством и позволяет расширить пространство взаимодействий в граничной теории. В частности, можно ввести дуальное поле в пространстве-времени для каждого из обычных

полей открытой струны. Вершинные операторы этих полей будут обладать такими же свойствами (конформной размерностью, тензорной структурой) для самого поля и для дуального к нему, а потому это соответствует введению копии такого поля в пространстве взаимодействий.

Более интересным свойством оказывается возможность добавления полей, вершинные операторы которых зависят как от X , так и от $*X$, и представляют собой обобщение выражений (5). Например, можно ввести взаимодействие $\mathcal{G}_{\mu\nu}$, которое возникает во втором порядке в виде симметричного тензора $\oint \mathcal{G}_{\mu\nu} X^\mu \partial * X^\nu$ в граничном действии. Его конформные свойства совпадают с конформными свойствами тензора натяжений F . Поскольку связанный с ним вершинный оператор имеет единичную конформную размерность, тензор $\mathcal{G}$ представляется хорошим кандидатом на должность модуля теории. На самом деле деформации радиуса задают примеры модулей теории. Другой интересный пример, который обсуждался в работе [18] – это случай, когда струнное поле на границе имеет постоянное математическое ожидание $X^\mu = a^\mu$. Члены в действии имеют вид $a^\mu d * X_\mu$. Соответствующие операторы интерпретируются как операторы сдвигов для местоположений D-бран.

В терминах струнной σ -модели преобразование $X \rightarrow *X$ имеет хорошо известную интерпретацию как Т-дуальность, определенная на мировой поверхности, по крайней мере для плоских пространств отображений. На основе такого подхода можно развить так называемый формализм удвоения, который применялся при описании струнной теории над негеометрическими фоновыми конфигурациями в работах [11], [12]. Также с помощью рассуждений, основанных на кубическом действии полевой теории струны, можно обосновать введение в рассмотрение дуальных полей [13]. Другое обоснование опирается на идею объявить Т-дуальность фундаментальным свойством струнной теории. На уровне аргументации, основанной на σ -модельных рассуждениях, это свойство можно ввести вручную, попробовав найти Т-инвариантное действие, включающее поля X и $*X$ [10].

В нашем подходе дуальные поля возникают вполне естественно, и их следует на самом деле рассматривать как граничные члены ГПТС. Поскольку свойства факторизации функциональных интегралов позволяют сфокусироваться лишь на границе мировой поверхности, ситуация в этом случае резко отличается от обычных подходов к удвоенной теории, в которых объемлющее пространство играет важную роль. Тем не менее схожие моменты оказываются четко очерченными, и представляется интересным понять связь между этими двумя подходами.

Благодарности. Автор благодарен организаторам Второй международной конференции “Струнная теория поля и смежные вопросы” (Москва, 2009 г.), а также математическому Институту им. В. А. Стеклова за гостеприимство. Работа была финансово поддержана грантом EURYI.

Список литературы

- [1] B. Zwiebach, *Ann. Phys.*, **267**:2 (1998), 193–248; [arXiv: hep-th/9705241](#).
- [2] E. Witten, *Phys. Rev. D*, **46**:12 (1992), 5467–5473; [arXiv: hep-th/9208027](#).

- [3] E. Witten, *Phys. Rev. D*, **47**:8 (1993), 3405–3410; [arXiv: hep-th/9210065](#).
- [4] S.L. Shatashvili, *Phys. Lett. B*, **311**:1–4 (1993), 83–86; [arXiv: hep-th/9303143](#).
- [5] S.L. Shatashvili, *Алгебра и анализ*, **6**:2 (1994), 215–226; [arXiv: hep-th/9311177](#).
- [6] M. Baumgartl, I. Sachs, S.L. Shatashvili, *JHEP*, **05** (2005), 040; [arXiv: hep-th/0412266](#).
- [7] M. Baumgartl, I. Sachs, *JHEP*, **03** (2007), 024; [arXiv: hep-th/0611112](#).
- [8] M. Baumgartl, *On the correspondence of open and closed strings*, [arXiv: 0812.2361](#).
- [9] M. Baumgartl, I. Sachs, *Fortschr. Phys.*, **56**:4–5 (2008), 343–351; [arXiv: 0801.0987](#).
- [10] A. A. Tseytlin, *Phys. Lett. B*, **242**:2 (1990), 163–174.
- [11] A. Dabholkar, C. Hull, *JHEP*, **05** (2006), 009; [arXiv: hep-th/0512005](#).
- [12] C. M. Hull, *JHEP*, **07** (2007), 080; [arXiv: hep-th/0605149](#).
- [13] C. Hull, B. Zwiebach, *JHEP*, **09** (2009), 099; [arXiv: 0904.4664](#).
- [14] S. Fredenhagen, M.R. Gaberdiel, C.A. Keller, *J. Phys. A*, **40**:45 (2007), 13685–13709; [arXiv: hep-th/0609034](#).
- [15] M.R. Gaberdiel, A. Konechny, C. Schmidt-Colinet, *J. Phys. A*, **42**:10 (2009), 105402; [arXiv: 0811.3149](#).
- [16] M. Baumgartl, I. Brunner, M.R. Gaberdiel, *JHEP*, **07** (2007), 061; [arXiv: 0704.2666](#).
- [17] A. Y. Alekseev, V. Schomerus, *Phys. Rev. D*, **60**:6 (1999), 061901; [arXiv: hep-th/9812193](#).
- [18] A. A. Gerasimov, S.L. Shatashvili, *JHEP*, **06** (2001), 066; [arXiv: hep-th/0105245](#).