Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. Я. Арефьева, Струнная теория поля: от физики высоких энергий до космологии, *ТМФ*, 2010, том 163, номер 3, 355–365

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6505>

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: 54.237.59.107

26 апреля 2023 г., 15:02:19

© 2010 г.

И. Я. Арефьева*

СТРУННАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ: ОТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДО КОСМОЛОГИИ

Представлен обзор последних достижений и нерешенных вопросов в полевой теории струн. Приведены исторические замечания, касающиеся построения ковариантной калибровочно-инвариантной струнной теории поля. Кратко рассмотрены возможности применения струнной теории поля струн в физике D-бран и космологии.

Ключевые слова: струны, струнная теория поля, конденсация тахиона, струнная космология.

1. ВВЕДЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ СТРУННОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Одним из основных понятий физики XX века является понятие *квантования*. Начиная с классической механики и выполняя квантование, мы приходим к квантовой механике. Перечислим основные составляющие квантовой механики:

- а) алгебра наблюдаемых, действующая в гильбертовом пространстве $\mathcal{H}$ и включающая гамильтониан H ;
- б) спектр гамильтониана H ;
- в) для гамильтониана H с непрерывным спектром волновые операторы

$$U_{\pm} = s\text{-}\lim_{t \rightarrow \pm\infty} e^{+iHt} e^{-iH_0 t}, \quad (1)$$

где H_0 – свободный гамильтониан, и S -матрица.

Также одним из основных понятий физики прошлого века является понятие *поля*. Концепция поля играет фундаментальную роль в современной физике. Классическое поле имеет бесконечное число степеней свободы, и при квантовании классических полей возникают новые проблемы.

Фоковское пространство $\mathcal{H}$ для одного или нескольких типов полей существует, но полный гамильтониан H как оператор в фоковском пространстве для локальной

*Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, Москва, Россия.
E-mail: arefeva@mi.ras.ru

релятивистски-инвариантной теории поля не определен. Чтобы определить полный гамильтониан H как оператор в фоксовском пространстве, мы вводим регуляризацию. Волновые операторы (1) для трансляционно-инвариантных гамильтонианов не существуют. Мы определяем операторы “одевания”, делаем перенормировку массы и строим перенормированные волновые операторы с учетом “одевания”. Имеется перенормированная теория возмущений по константе взаимодействия для S -матрицы или функций Грина для перенормируемых теорий. Требование перенормируемости существенно сужает класс допустимых теорий [1]. Допуская другую схему вычислений, например $1/N$ -разложение, мы расширяем класс допустимых теорий [2]. Таким образом, переходя от конечного числа к бесконечному числу степеней свободы, мы приходим к новым проблемам.

Возникает следующий вопрос: можем ли мы увеличить число полей, квантовых или классических? При построении полей Дирака спина $1/2$ и векторных полей спина 1 (поля Максвелла и поля Янга–Миллса) проблем не возникает. Однако, если мы будем увеличивать спин и рассматривать теорию спина $s = 2$, например гравитацию $g_{\mu\nu}$, мы получим неперенормированную теорию. Возникает также естественный вопрос, что происходит с полями высших спинов.

Все эти вопросы были подняты давно. В 60-х годах эксперименты давали реджевское асимптотическое поведение амплитуды рассеяния адронов. Реджевская асимптотика имеет вид

$$A(s, t) \sim s^{\alpha(t)}$$

для больших s и фиксированных t , здесь s, t – мандельштамовские переменные и

$$\alpha(t) = \alpha' t + \alpha(0),$$

где α' – реджевский наклон, в теории струн $\alpha(0) = -m^2$, где m^2 – квадрат массы тахиона.

Реджевское поведение может быть воспроизведено из амплитуды Венициано [3], которая имеет вид

$$A(s, t) = \frac{\Gamma(-\alpha(s))\Gamma(-\alpha(t))}{\Gamma(-\alpha(s) - \alpha(t))}.$$

При комплексных угловых моментах мы получаем реджевские полюсы в точках $j = \alpha(t)$, где j – спин резонанса и $m^2 = j/\alpha' + \alpha_0$. Для адронов $\alpha' \sim 1 \text{ ГэВ}^{-2}$ вплоть до $j = 11/2$.

Теоретическое обоснование такого поведения было дано в 1970 году (см., например, книгу [4]). Для описания бесконечного числа реджевских состояний было предложено использовать струну. Струнные координаты зависят от двух парамет-

ров σ , τ и могут быть записаны следующим образом (для простоты мы имеем в виду открытую бозонную струну):

$$X^\mu(\sigma, \tau) = x^\mu + 2\alpha' p^\mu \tau + i\sqrt{2}\alpha' \sum_{n \neq 0} \frac{1}{n} \alpha_n^\mu \cos(n\sigma) e^{in\tau},$$

где величины α_n называются модами. При квантовании струны налагаются соотношения

$$[\alpha_n, \alpha_m] = \delta_m^n. \quad (2)$$

Моды α_{-n} при $n > 0$ суть операторы рождения, и мы имеем дело с фоковским пространством, натянутым на вакуум $|0\rangle$, причем $\alpha_n|0\rangle = 0$, $n > 0$. Векторы этого пространства можно записать в виде

$$|\Phi\rangle = \phi(x)|0\rangle + A_\mu(x)\alpha_{-1}^\mu|0\rangle + A_{\mu\nu}(x)\alpha_{-1}^\mu\alpha_{-1}^\nu|0\rangle + \dots, \quad \mu, \nu = 0, 1, \dots, D-1, \quad (3)$$

где $\phi(x)$ – классическое поле тахиона, $A_\mu(x)$ – электромагнитное поле, $A_{\mu\nu}(x)$ – тензорное поле. Мы видим, что имеется бесконечное число классических полей.

Есть два пути построения квантовой теории всего этого бесконечного числа классических полей [4]:

а) первично-квантованный подход, получивший развитие после работы [5] и называемый подходом Полякова;

б) вторично-квантованный подход, или струнно-полевой подход.

Струнно-полевой подход развивался в работе [6], а также в работе [7] в калибровке светового конуса и называется светоподобной струнной теорией поля (СТП). Состояния в этой теории описываются векторами

$$|\Phi, l\rangle_{\text{l.c.}} = \sum \alpha_{-n_1}^{i_1} \dots \alpha_{-n_k}^{i_k} \phi_{n_1, \dots, n_k}^{i_1, \dots, i_k} |0\rangle, \quad i_j = 1, \dots, D-2. \quad (4)$$

В отличие от (3), в (4) верхние индексы пробегает значения от 1 до $D-2$, а также струнное состояние (4) зависит от длины струны l . Светоподобная СТП описывает бесконечный набор классических полей, и она воспроизводит амплитуду Венициано [6], [7]. Особенностью этой теории является предположение о взаимодействии струн концами.

Наиболее важным достижением светоподобной СТП является результат Грина–Шварца о сокращении аномалий для калибровочной группы $SO(32)$ [8]. Светоподобная СТП для E_8 -гетеротической струны была построена в работе [9]. Следующим шагом было построение свободной ковариантной калибровочно-инвариантной СТП. Было предпринято много усилий и предложены различные свободные ковариантные теории. Напомним основные шаги в этом направлении.

В работе [10] построена свободная калибровочно-инвариантная СТП на низших уровнях. Современное развитие началось с построения Сигалом [11] свободной ковариантной СТП в фиксированной калибровке для открытой бозонной струны на основе БРСТ-формализма, развитого в статье [12] для первично-квантованной струны. Калибровочно-инвариантная СТП для свободного случая была практически одновременно предложена в ряде работ [13].

Перечислим основные этапы построения взаимодействующей теории.

1. В работе [14] была построена ковариантная СТП в фиксированной калибровке для взаимодействующей открытой бозонной струны на основе взаимодействия струн концами. Основным недостатком этой теории является наличие дополнительного параметра – длины струны α .

2. Классическая калибровочно-инвариантная СТП для взаимодействующей открытой бозонной струны, связанной с формулировкой БРСТ-инвариантной СТП из работы [14], была построена в работах [15].

3. Основным достижением явилась формулировка Виттена [16] СТП для взаимодействующей открытой бозонной струны. Эта формулировка имеет следующие характерные черты: в ней нет дополнительных параметров; взаимодействие струн описывается специальной склейкой трех струн, при которой попарно склеиваются половинки струн (теперь оно называется виттеновским взаимодействием); теория калибровочно-инвариантна и воспроизводит амплитуду Венициано.

Струнное поле (классическое струнное поле), или струнное состояние, является вектором фоковского пространства

$$|\Phi\rangle \in \mathcal{H}_{\text{matter}} \otimes \mathcal{H}_{\text{ghosts}}, \quad (5)$$

которое включает духи Фаддеева–Попова [4].

Действие в этой теории определяется формулой

$$S = \frac{1}{2} \langle \Phi, Q\Phi \rangle + \frac{1}{3} \langle \Phi, \Phi \star \Phi \rangle, \quad (6)$$

где $\langle \Phi_1, \Phi_2 \rangle = \langle \Phi_1 | \Phi_2 \rangle$, $\langle \Phi | = BPZ | \Phi \rangle$, а умножение $\star$ записывается в явном виде [16]–[18].

В *суперструнной теории поля* (ССТП) струнное поле является элементом более широкого пространства

$$|\Phi\rangle \in \mathcal{H}_{\text{bosonic matter}} \otimes \mathcal{H}_{\text{fermionic matter}} \otimes \mathcal{H}_{b,c} \otimes \mathcal{H}_{\gamma,\beta}. \quad (7)$$

Существует дополнительный заряд, называемый *картиной*. Скалярное произведение определяется так, что $\langle \Phi_a, Q\Phi_{-2-a} \rangle \neq 0$ для любого a . Мы ожидаем, что уравнение движения имеет вид

$$Q\Phi_a + Y_{-a}\Phi_a \star \Phi_a = 0, \quad (8)$$

где Y_{-a} – оператор смены картины. При решении уравнения (8) методами теории возмущений оператор смены картины порождает многочисленные проблемы. В работе [19] мы заметили, что если мы хотим исключить Y из уравнения движения (8), то мы должны взять $a = 0$, в этом случае уравнение движения для ССТП имеет тот же вид, что и уравнение движения СТП для бозонной струны

$$Q\Phi + \Phi \star \Phi = 0. \quad (9)$$

Отметим, что в первоначальной формулировке Виттена рассматривалась теория с $a = -1$. На основе метода фонового поля [20] для ССТП в нулевой картине был сделан вывод о конечности древесного приближения для амплитуды рассеяния и о ее совпадении с суперструнной амплитудой Венициано [19]. Затем практически одновременно появились статьи [21] и [22], в которых действие было записано в виде

$$S = \frac{1}{2} \langle\langle \Phi, Q\Phi \rangle\rangle + \frac{1}{3} \langle\langle \Phi, \Phi \star \Phi \rangle\rangle,$$

где $\langle\langle \dots \rangle\rangle = \langle Y_{-2} \dots \rangle$. Позднее было предложено [23] неполиномиальное действие для ССПТ. Только недавно начала проясняться связь этих действий [24], [25].

2. АНАЛОГИЯ С ДЕЙСТВИЕМ ЧЕРНА–САЙМОНСА

Действие ССПТ аналогично действию Черна–Саймонса [26]. Пусть M^3 – трехмерное многообразие, G – расслоение над M^3 , A – 1-форма со значением в алгебре $\mathcal{A}$ группы G . Это действие имеет вид

$$S = \frac{k}{4\pi} \int_M \text{tr} \left(A \wedge dA + \frac{2}{3} A \wedge A \wedge A \right), \quad (10)$$

и уравнения движения суть уравнения нулевой кривизны

$$F = 0, \quad F = dA + A \wedge A. \quad (11)$$

Хорошо известна

ТЕОРЕМА. *Плоская связность главного G -расслоения над базой M полностью характеризуется голономией вокруг несжимаемых циклов на M . Другими словами, плоские связности главного G -расслоения над базой M находятся во взаимно однозначном соответствии с классами эквивалентности гомоморфизмов фундаментальной группы M на G с точностью до сопряжения.*

Следовательно, мы имеем полное описание полей нулевой кривизны:

$$\{\pi(M) \rightarrow G\} \quad \Leftrightarrow \quad \{A : dA + A \wedge A = 0\}.$$

Для абелева случая, $QA = 0$, или $dA = 0$, имеет место

ЛЕММА ПУАНКАРЕ. *На сжимаемом многообразии все замкнутые формы точны, т.е. $dA = 0$ влечет $A = dB$.*

Замкнутые формы описываются классами когомологий де Рама, т.е. все решения $dA = 0$ описываются теорией де Рама.

Напомним, что спектр физических состояний бозонной струны в окрестности пертурбативного вакуума задается БРСТ-когомологиями $\text{Ker } Q_1 / \text{Im } Q_0$, где Q_n означает действие на струнное поле с духовым числом n [4]. Аналогичная лемма имеет место [27] и для суперструны в так называемом “малом” пространстве [28], в отличие от большого пространства [29].

Имеет место

ЛЕММА. *Если оператор Q имеет тривиальные когомологии, т.е. все решения уравнения $Q\Phi = 0$ имеют вид $\Phi = Q\chi$, то все решения уравнения нулевой кривизны (9) имеют вид чистой калибровки*

$$\Phi = (QU) \star U^{-1}, \quad (12)$$

где $U \star U^{-1} = \mathcal{I}$, а $\mathcal{I}$ – единица Гросса–Жевецкого [17].

3. ТАХИОННЫЕ РЕШЕНИЯ (РЕШЕНИЯ ХИГГСОВСКОГО ТИПА) УРАВНЕНИЙ СПТ

Поскольку БРСТ-заряд имеет нетривиальные когомологии, то и уравнение нулевой кривизны (9) имеет нетривиальные решения.

Начиная с 1999 г. предпринимались многочисленные попытки найти аналог хиггсовского решения уравнений (9). В первую очередь, эти попытки были связаны с гипотезами Сена (см. обзорные статьи [18]). Как и модель Хиггса, бозонная струна имеет тахион. При построении модели Хиггса мы начинаем с того, что находим минимум классического потенциала

$$V(h) = -\frac{1}{2}h^2 + \frac{1}{4}h^4, \quad V'|_{h=h_0} = 0.$$

Таким образом, h_0 является постоянным (вакуумным) решением классического уравнения движения.

В СТП имеется бесконечное число полей, и среди них есть скалярные поля, которые могут иметь ненулевые вакуумные решения. Мы хотим найти их из условия минимума потенциала и найти значение минимума в этой точке, т.е. найти аналог $V(h_0)$.

Согласно первой гипотезе Сена тахионный потенциал имеет локальный стабильный минимум,

$$Q\Phi_T + \Phi_T \star \Phi_T = 0, \quad (13)$$

плотность энергии которого, измеренная относительно нестабильной точки (и взятая со знаком минус), равна $1/2\pi^2$:

$$\frac{S(\Phi_T)}{\text{Vol}} = \frac{1}{2\pi^2}. \quad (14)$$

Число $1/2\pi^2$ равно натяжению D-браны и непосредственно вычисляется из действия (6). Выполнение равенства (14) может рассматриваться как условие самосогласованности самой СТП.

3.1. Численные решения уравнений СТП. Предпринимались многочисленные попытки найти численные решения уравнений СТП (13) и проверить условие (14) в рамках метода транкирования по уровням из работы [30]. Вычисления с рекордным числом уровней были выполнены в работах [31], [32].

Для фермионной струны тахионный потенциал в рамках метода транкирования по уровням вычислялся для неполиномиальной теории [33] и для модифицированной кубической теории [34], более ранние вычисления были проделаны в работе [35].

3.2. Аналитические решения уравнений СТП. Импульс новому развитию придала знаменательная работа [36]. В этой работе было найдено явное решение уравнения (13) и для него проверено выполнение условия (14). Такое аналитическое решение уравнений СТП называется решением Шнабла.

Уравнения СТП для случая фермионной струны имеют тот же вид (мы помечаем БРСТ-заряд и поле знаком “ $\hat{}$ ”, чтобы отличать случай неэкстремальной струны):

$$\hat{Q}\hat{\Phi} + \hat{\Phi} \star \hat{\Phi} = 0. \quad (15)$$

Прежде чем представить решение Шнабла в более простой форме [37], отметим, что имеются формальное чисто калибровочное решение, параметризованное как

$$\Phi = Q\phi \frac{1}{1 - \phi}, \quad (16)$$

и формальное не чисто калибровочное решение

$$\Phi = \phi_1 \frac{1}{1 - J\phi_1}, \quad (17)$$

где

$$Q\phi_1 = 0, \quad QJ\phi_1 = 0.$$

Здесь дробь $1/(1 - \phi)$ понимается в смысле ряда теории возмущений $1/(1 - \phi) = 1 + \phi + \phi^2 + \dots$, а все произведения суть произведения в смысле $\star$ -произведения.

Как придать значение этим бесконечным рядам, включающим бесконечное число полей? Можно ввести регуляризацию (пояснение см. в [35]):

$$\Phi_N = Q\phi\left(\frac{1}{1-\phi}\right)_N. \quad (18)$$

Возникает вопрос, как понимать предел $\lim_{N \rightarrow \infty} \Phi_N$. Этот вопрос связан с наличием бесконечного числа полей в СТП. Подчеркнем, что, хотя мы имеем дело с классической теорией, мы вынуждены вводить регуляризацию. Эта проблема обсуждалась, в частности, в работе [38] и изучалась в работе [39] (см. также приведенную в этих работах библиографию). Отметим, что решение уравнения (17) со струнным полем ϕ , соответствующим полю тахиона, становится осмысленным после снятия регуляризации за счет перенормировки, которая состоит в добавлении так называемого фантомного слагаемого, и совпадает с решением Шнабла.

Для случая фермионной струны решение уравнения СТП в $\text{GSO}(+)$ -секторе было построено в работе [40] и для него проверено выполнение условия (14). Загадочным свойством этого решения является отсутствие у него тахионного возбуждения, так как тахион принадлежит $\text{GSO}(-)$ -сектору. В работе [41] мы построили решение, которое содержит поля $\text{GSO}(-)$ -сектора, в частности тахионное возбуждение. Возможно, это решение калибровочно-эквивалентно решению из работы [40]. Связь с решениями неполиномиальной теории обсуждается в статьях [24], [25].

3.3. Роллинговые решения и решения типа всплеска в транкированных теориях. Как было показано выше, в СТП имеются по два вакуума. Следовательно, интересно попытаться найти решения, зависящие от времени, которые интерполируют между двумя вакуумами (так называемые *роллинговые решения*). Про эти решения известно следующее:

- а) существуют роллинговые решения для теории Дирака–Борна–Инфельда;
- б) в p -адических теориях роллинговые решения для $p = 2$ не существуют (имеет место “no-go” теорема Мюллера и Цвибаха [42]); для $p = 3$ известна теорема существования роллингового решения, доказанная в работе [43];
- в) имеются численные результаты о существовании роллинговых решений в транкированной версии теории, содержащей тахион [44], [45].

Решения типа всплеска в транкированных теориях обсуждались в работах [31], [46], [47].

4. СТП НА ПРОИЗВОЛЬНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ФОНЕ

СТП на произвольном гравитационном фоне до сих пор не построено, а известны лишь СТП на pp -волнах и в пространстве AdS в калибровке светового конуса. Мы можем попытаться угадать, как выглядит транкированная теория в произвольном внешнем гравитационном поле.

В последнее время активно рассматриваются роллинговые решения и решения lumps-типа в транкированных теориях в метрике Фридмана. В статье [48] предложено использовать бозонный тахион для описания модели темной материи, которая имеет нулевое давление. Тахион, связанный с неэкстремальной браной, можно использовать для описания модели темной энергии [49]. Детальное обсуждение этих проблем можно найти в работах [50]–[54] и в приведенных там ссылках.

Благодарности. Автор благодарна Р. П. Горбачеву, Л. В. Жуковской, С. Ю. Вернову и А. С. Кошелеву, совместные результаты с которыми представлены в этой работе, за плодотворное сотрудничество. Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 08-01-00798, 09-01-12179-офи_м) и Агентством по науке и инновациям РФ (контракт № 02.740.11.5057).

Список литературы

- [1] Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, *Введение в теорию квантованных полей*, Наука, М., 1957.
- [2] I. Ya. Aref'eva, *Ann. Phys. (N.Y.)*, **117**:2 (1979), 393–406; I. Ya. Aref'eva, S. I. Azakov, *Nucl. Phys. B*, **162**:2 (1980), 298–310.
- [3] G. Veneziano, *Nuovo Cimento A*, **57**:1 (1968), 190–197.
- [4] M. B. Green, J. H. Schwarz, E. Witten, *Superstring Theory: Introduction*, V. 1, Cambridge Monogr. Math. Phys., Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1988.
- [5] A. M. Polyakov, *Phys. Lett. B*, **103**:3 (1981), 207–210.
- [6] M. Kaku, K. Kikkawa, *Phys. Rev. D*, **10**:4 (1974), 1110–1133; **10**:6 (1974), 1823–1843.
- [7] E. Cremmer, J. L. Gervais, *Nucl. Phys. B*, **76**:2 (1974), 209–230; **90** (1975), 410–460.
- [8] M. B. Green, J. H. Schwarz, *Phys. Lett. B*, **149**:1–3 (1984), 117–122.
- [9] D. J. Gross, J. A. Harvey, E. J. Martinet, R. Rohm, *Phys. Rev. Lett.*, **54**:6 (1985), 502–505.
- [10] A. Neveu, P. West, *Nucl. Phys. B*, **268**:1 (1986), 125–150; *Phys. Lett. B*, **168**:3 (1986), 192–200.
- [11] W. Siegel, *Phys. Lett. B*, **151**:5–6 (1985), 391–395; 396–400.
- [12] M. Kato, K. Ogawa, *Nucl. Phys. B*, **212**:3 (1983), 443–460.
- [13] J.-L. Gervais, *Nucl. Phys. B*, **276**:2 (1986), 339–348; L. Baulieu, S. Ouvry, *Phys. Lett. B*, **171**:1 (1986), 57–63; M. Kaku, *Phys. Lett. B*, **162**:1–3 (1985), 97–101; D. Friedan, *Nucl. Phys. B*, **271**:3–4 (1986), 540–560; I. Ya. Aref'eva, I. V. Volovich, *Phys. Lett. B*, **182**:2 (1986), 159–163; T. Banks, M. E. Peskin, *Nucl. Phys. B*, **264**:4 (1986), 513–547; A. Neveu, H. Nicolai, P. C. West, *Phys. Lett. B*, **167**:3 (1986), 307–314; W. Siegel, B. Zwiebach, *Nucl. Phys. B*, **263**:1 (1986), 105–128; E. G. Floratos, Y. Kazama, K. Tamvakis, *Phys. Lett. B*, **166**:3 (1986), 295–299.
- [14] H. Hata, K. Itoh, T. Kugo, H. Kunitomo, K. Ogawa, *Phys. Lett. B*, **172**:2 (1986), 186–194.
- [15] И. Я. Арефьева, И. В. Волович, *ТМФ*, **67**:2 (1986), 309–313; **67**:3 (1986), 474–479; I. Ya. Aref'eva, I. V. Volovich, *Phys. Lett. B*, **182**:3–4 (1986), 312–316; Erratum: **189**:4 (1987), 488.
- [16] E. Witten, *Nucl. Phys. B*, **268**:2 (1986), 253–294.
- [17] D. J. Gross, A. Jevicki, *Nucl. Phys. B*, **283**:1–2 (1987), 1–49; **287**:2 (1987), 225–250; **293**:1 (1987), 29–82.

- [18] K. Ohmori, *A review on tachyon condensation in open string field theories*, [arXiv: hep-th/0102085](#); I. Ya. Aref'eva, D. M. Belov, A. A. Giryavets, A. S. Koshelev, P. B. Medvedev, "Noncommutative field theories and (super)string field theories", *Particles and Fields*, eds. G. A. Alves, O. J. P. Éboli, V. O. Rivelles, World Sci., River Edge, NJ, 2002, 1–163; [arXiv: hep-th/0111208](#); W. Taylor, "Lectures on D-branes, tachyon condensation, and string field theory", *Lectures on Quantum Gravity*, Ser. Cent. Estud. Cient., eds. A. Gomberoff, D. Marolf, Springer, NY, 2005, 151–206; [arXiv: hep-th/0301094](#).
- [19] I. Ya. Aref'eva, P. B. Medvedev, A. P. Zubarev, *Phys. Lett. B*, **240**:3–4 (1990), 356–362.
- [20] И. Я. Арефьева, А. А. Славнов, Л. Д. Фаддеев, *ТМФ*, **21**:3 (1975), 311–321.
- [21] C. R. Preitschopf, C. B. Thorn, S. A. Yost, *Nucl. Phys. B*, **337**:2 (1990), 363–433.
- [22] I. Ya. Aref'eva, P. B. Medvedev, A. P. Zubarev, *Nucl. Phys. B*, **341**:2 (1990), 464–498.
- [23] N. Berkovits, *Nucl. Phys. B*, **450**:1–2 (1995), 90–102; Erratum: **459**:1–2 (1996), 439–451; [arXiv: hep-th/9503099](#).
- [24] E. Fuchs, M. Kroyter, *JHEP*, **10** (2008), 054; [arXiv: 0805.4386](#).
- [25] И. Я. Арефьева, Р. В. Горбачев, П. Б. Медведев, *ТМФ*, **159**:1 (2009), 131–141; I. Ya. Aref'eva, R. V. Gorbachev, P. B. Medvedev, *J. Phys. A*, **42**:30 (2009), 304001; [arXiv: 0903.1273](#).
- [26] E. Witten, *Comm. Math. Phys.*, **92**:4 (1984), 455–472.
- [27] B. H. Lian, G. J. Zuckerman, *Comm. Math. Phys.*, **125**:2 (1989), 301–335.
- [28] D. Friedan, E. J. Martinec, S. H. Shenker, *Nucl. Phys. B*, **271**:3–4 (1986), 93–165.
- [29] J. N. Acosta, N. Berkovits, O. Chandía, *Phys. Lett. B*, **454**:3–4 (1999), 247–248.
- [30] V. A. Kostelecky, S. Samuel, *Nucl. Phys. B*, **336**:2 (1990), 263–296.
- [31] N. Moeller, B. Zwiebach, A. Sen, *JHEP*, **08** (2000), 039.
- [32] A. Sen, B. Zwiebach, *JHEP*, **03** (2000), 002.
- [33] N. Berkovits, A. Sen, B. Zwiebach, *Nucl. Phys. B*, **587**:1–3 (2000), 147–178.
- [34] I. Ya. Aref'eva, A. S. Koshelev, D. M. Belov, P. B. Medvedev, *Nucl. Phys. B*, **638**:1–2 (2002), 3–20; I. Ya. Arefeva, D. M. Belov, A. S. Koshelev, P. B. Medvedev, *Nucl. Phys. B*, **638**:1–2 (2002), 21–40.
- [35] I. Ya. Aref'eva, P. B. Medvedev, A. P. Zubarev, *Modern Phys. Lett. A*, **6**:11 (1991), 949–958.
- [36] M. Schnabl, *Adv. Theor. Math. Phys.*, **10**:4 (2006), 433–501; [arXiv: hep-th/0511286](#).
- [37] Y. Okawa, *JHEP*, **04** (2006), 055; [arXiv: hep-th/0603159](#).
- [38] Т. Эрлер, *ТМФ*, **163**:3 (2010), 366–371.
- [39] I. Ya. Aref'eva, R. V. Gorbachev, D. A. Grigoryev, P. N. Khromov, M. V. Maltsev, P. B. Medvedev, *JHEP*, **05** (2009), 050; [arXiv: 0901.4533](#).
- [40] T. Erler, *JHEP*, **01** (2008), 013.
- [41] И. Я. Арефьева, Р. В. Горбачев, П. Б. Медведев, *ТМФ*, **158**:3 (2009), 378–390.
- [42] N. Moeller, B. Zwiebach, *JHEP*, **10** (2002), 034.
- [43] В. С. Владимиров, Я. И. Волович, *ТМФ*, **138**:3 (2004), 355–368; [arXiv: math-ph/0306018](#).
- [44] Ya. I. Volovich, *J. Phys. A*, **36**:32 (2003), 8685–8701.
- [45] I. Ya. Aref'eva, A. S. Koshelev, L. V. Joukovskaya, *JHEP*, **09** (2003), 012.
- [46] I. Y. Aref'eva, L. V. Joukovskaya, *JHEP*, **10** (2005), 087; [arXiv: hep-th/0504200](#).
- [47] V. Forini, G. Grignani, G. Nardelli, *JHEP*, **03** (2005), 079.
- [48] A. Sen, *Phys. Scripta*, **T117** (2005), 70–75; [arXiv: hep-th/0312153](#).
- [49] I. Ya. Aref'eva, "Nonlocal string tachyon as a model for cosmological dark energy", *p-Adic Mathematical Physics*, AIP Conf. Proc., **826**, eds. A. Yu. Khrennikov, Z. Rakić, I. V. Volovich, AIP, Melville, NY, 2006, 301–311; [arXiv: astro-ph/0410443](#).

- [50] I. Ya. Aref'eva, "Stringy model of cosmological dark energy", *Particles, Strings, and Cosmology*, AIP Conf. Proc., **957**, eds. A. Rajantie, P. Dauncey, C. Contaldi, H. Stoica, AIP, Melville, NY, 2007, 297–300; [arXiv: 0710.3017](#).
- [51] L. V. Joukovskaya, *Phys. Rev. D*, **76**:10 (2007), 105007; Л. В. Жуковская, *ТМФ*, **146**:3 (2006), 402–409; [arXiv: 0708.0642](#); L. V. Joukovskaya, "Rolling Tachyon in nonlocal cosmology", *Particles, Strings, and Cosmology*, AIP Conf. Proc., **957**, eds. A. Rajantie, P. Dauncey, C. Contaldi, H. Stoica, AIP, Melville, NY, 2007, 325–328; [arXiv: 0710.0404](#); *Rolling solution for tachyon condensation in open string field theory*, [arXiv: 0803.3484](#); *JHEP*, **02** (2009), 045.
- [52] И. Я. Арефьева, С. Ю. Вернов, А. С. Кошелев, *ТМФ*, **148**:1 (2006), 23–41; [arXiv: astro-ph/0412619](#); I. Ya. Aref'eva, S. Yu. Vernov, A. S. Koshelev, *Phys. Lett. B*, **628**:1–2 (2005), 1–10; I. Ya. Aref'eva, L. V. Joukovskaya, S. Yu. Vernov, *JHEP*, **07** (2007), 087; I. Ya. Aref'eva, A. S. Koshelev, S. Yu. Vernov, *Phys. Rev. D*, **72**:6 (2005), 064017; [arXiv: astro-ph/0507067](#); I. Ya. Aref'eva, L. V. Joukovskaya, S. Yu. Vernov, *J. Phys. A*, **41**:30 (2008), 304003; [arXiv: 0711.1364](#).
- [53] N. Barnaby, T. Biswas, J. M. Cline, *JHEP*, **04** (2007), 056; [arXiv: hep-th/0612230](#).
- [54] D. J. Mulryne, N. J. Nunes, *Phys. Rev. D*, **78**:6 (2008), 063519; [arXiv: 0805.0449](#); N. Barnaby, D. J. Mulryne, N. J. Nunes, P. Robinson, *JHEP*, **03** (2009), 018; [arXiv: 0811.0608](#).