И. Я. Арефьева, И. В. Волович, Об изотропном энергетическом условии и космологии, *ТМФ*, 2008, том 155, номер 1, 3–12

DOI: https://doi.org/10.4213/tmf6188

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА
Том 155, № 1
апрель, 2008

 И. Я. Арефьева*, **И. В. Волович***

ОБ ИЗОТРОПНОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ УСЛОВИИ И КОСМОЛОГИИ

Полевые теории, которые нарушают изотропное энергетическое условие, представляют интерес как для решения проблемы космологической сингулярности, так и для моделей космологической темной энергии с параметром уравнения состояния $w < -1$. Рассмотрены две недавно предложенные модели, которые нарушают это условие. Модель фантомного конденсата требует высших производных, что приводит к появлению массивного фантома и не ограниченной снизу энергии. Дается оценка скорости распада частиц и обсуждаются возможные ограничения на массы, необходимые для того, чтобы обеспечить стабильность частиц в модели фантомного конденсата. Нелокальная струнная модель, которая появляется в кубической полевой струнной теории и проявляет фантомное поведение, также приводит к не ограниченной снизу энергии. В этом случае спектр энергии непрерывен и частицеподобные возбуждения отсутствуют. Эта модель допускает естественное ультрафиолетовое пополнение, так как она выводится из теории суперструны.

Ключевые слова: космология, струны, D-браны.

1. ВВЕДЕНИЕ

Существуют общие ограничения на тензор энергии–импульса физических систем – так называемые энергетические условия. Они играют важную роль в общей теории относительности, в особенности при рассмотрении черных дыр и космологических особенностей (см. работы [1]–[7] и приведенные там ссылки).

В слабой форме энергетическое условие утверждает, что $T_{\mu\nu}n^\mu n^\nu \geqslant 0$ для всякого нуль-вектора n^μ; далее мы будем использовать английское сокращение NEC – null energy condition. Это условие непосредственно связано с ограничением на параметр $w = p/\rho$ уравнения состояния, где p – давление, а ρ – энергия. Тензор энергии–импульса для пространственно-однородной изотропной материи имеет диагональный вид $T_{\mu\nu} = \mathrm{diag}(\rho, p, p, p)$. Условие $w < -1$ для материи с положительной плотностью энергии ρ подразумевает нарушение NEC [8], [9]. Поскольку экспериментальные данные не исключают возможности того, что $w < -1$ для темной

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

энергии, на долю которой по современным данным приходится около 70% всего вещества, исследование таких моделей привлекает большое внимание[1]. В моделях, в которых имеет место так называемый "отскок" от космологической сингулярности, NEC также нарушается [2], [11].

Существуют общие теоремы, которые утверждают, что если в модели гравитации, взаимодействующей со скалярными полями, нарушено NEC, то такая модель нестабильна [3]–[5], [7], [12]. Однако недавно были сделаны попытки построить модели, к которым эти общие теоремы не применимы. Это модель фантомного конденсата [13]–[16] и нелокальная струнная модель [17]–[20], которые включают в себя высшие производные. В нашей работе мы анализируем эти две модели, используя метод Остроградского и представление Вейерштрасса.

Мы показываем, что модель фантомного конденсата в силу присутствия слагаемых с высшими производными, вообще говоря, приводит к массивному фантому и не ограниченной снизу энергии, и в результате этого нарушается стабильность вещества. Мы даем оценку скорости распада частиц и обсуждаем возможные ограничения на значения масс, обеспечивающие стабильность материи в модели фантомного конденсата.

Нелокальная струнная модель, которая проявляет фантомное поведение на определенных участках эволюции, также приводит к не ограниченной снизу энергии, но в этом случае спектр энергии непрерывен и частицеподобные возбуждения отсутствуют. Эта модель допускает естественное ультрафиолетовое пополнение, так как она связана с теорией суперструны.

Более детально, рассматриваемая нелокальная струнная модель основана на струнно-полевой теории фермионной NSR-струны с GSO-сектором [21]. В этой модели скалярное поле – это тахион открытой струны [22], который описывает согласно гипотезе Сена [23] динамический переход неэкстремальной D-браны к устойчивому вакууму (см. обзоры [24]). Эта устойчивая модель должна описываться вакуумной струнной полевой теорией. Изучаемая нами нелокальная струнная модель представляет собой приближение к вакуумной струнной полевой теории, которая является устойчивой и не имеет никаких частицеподобных возбуждений, соответствующих открытой струне.

Векторно-скалярная модель, нарушающая NEC, с возбуждениями, устойчивыми в некоторой области, была предложена в [25]. Существует скалярно-тензорная модель темной энергии, допускающая фантомное поведение в области малых красных смещений [26]. Модели темной энергии, так или иначе связанные со струнами и бранами, интенсивно исследовались в последние годы (см., например, [27]–[29] и приведенные там ссылки).

Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы обсуждаем модель фантомного конденсата. Мы показываем, что эта модель фактически включает в себя два нерелятивистских скалярных поля. Одно поле – это массивный фантом, в то время как другое поле имеет положительную энергию. Мы оцениваем время распада обычной частицы в конденсате и получаем довольно сильное ограничение на массу частицы, наложив требование, чтобы время жизни частицы было порядка

---

[1] В работе [10] была предложена стратегия прямых экспериментов по проверке неравенства $w < -1$.

времени жизни Вселенной. В разделе 3 мы рассматриваем нелокальную струнную модель. Чтобы найти спектр модели, мы используем представление свободной части действия в виде произведения Вейерштрасса и метод Остроградского. Мы получаем, что для этой модели энергия является не ограниченной снизу, но в этом случае отсутствуют возбуждения типа частиц.

2. МОДЕЛЬ ФАНТОМНОГО КОНДЕНСАТА

2.1. Описание модели. В модели фантомного конденсата в плоском четырехмерном пространстве Минковского с сигнатурой $(-,+,+,+)$ используется лагранжиан [13]–[16]

$$\mathcal{L} = M^4 P(X) + M^2 S_1(X)(\Box\phi)^2 + M^2 S_2(X)\partial^\mu\partial^\nu\phi\,\partial_\mu\partial_\nu\phi. \tag{1}$$

Здесь ϕ – скалярное поле,

$$X = -\partial_\mu\phi\,\partial^\mu\phi = \dot\phi^2 - (\nabla\phi)^2, \tag{2}$$

$$\Box\phi = -\partial_0^2\phi + \nabla^2\phi \tag{3}$$

и M – произвольный массовый параметр. Фантом может проявляться вследствие наличия слагаемого $P(X)$. В лагранжиан также входят слагаемые с высшими производными S_1 и S_2, которые, как мы увидим ниже, также приводят к фантомам.

Если

$$P(X) = \frac{1}{8}(X-1)^2 = -\frac{1}{4}\dot\phi^2 + \cdots\,, \tag{4}$$

то кинетический член имеет “неправильный” знак, и появляются фантомы. Это соответствует “неправильному” вакуумному решению полевых уравнений

$$\phi_0 = 0. \tag{5}$$

В работе [13] было предложено по аналогии с механизмом Хиггса рассматривать теорию в окрестности нетривиального вакуума; при этом конфигурации с $P'(X)=0$ рассматривались в качестве основного состояния. Имеется решение полевых уравнений $P'(X)=0$ вида

$$\phi_0 = t. \tag{6}$$

При рассмотрении малых флуктуаций $\pi(t,x)$ в окрестности этого решения,

$$\phi = t + \pi(t,x), \tag{7}$$

лагранжиан (4) для квадратичного приближения имеет “правильный” знак перед кинетическим членом:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}M^4\dot\pi^2. \tag{8}$$

Заметим, что получившийся лагранжиан не содержит квадратичного члена с пространственной производной $(\nabla\pi)^2$. Члены старшего порядка S_1 и S_2 в (1) добавлены к P, чтобы обеспечить наличие слагаемого с пространственной производной. Следующий квадратичный лагранжиан рассматривался в [13]–[16]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}M^4\dot\pi^2 - \frac{1}{2}\gamma^2(\nabla^2\pi)^2, \tag{9}$$

где γ^2 – постоянная,
$$\gamma^2 = -2M^2\bigl(S_1(1) + S_2(1)\bigr). \tag{10}$$
Отметим, однако, что исходный лагранжиан (1) приводит не к формуле (9), а к следующему квадратичному лагранжиану:
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}M^4\dot{\pi}^2 - \frac{1}{2}\gamma^2(\Box\pi)^2, \tag{11}$$
где $\Box\pi = -\ddot{\pi} + \nabla^2\pi$. Этот лагранжиан включает члены с высшими производными, что порождает духи для всех импульсов. В действительности он описывает не одно, а два скалярных поля. Чтобы показать это, рассмотрим теории с высшими производными.

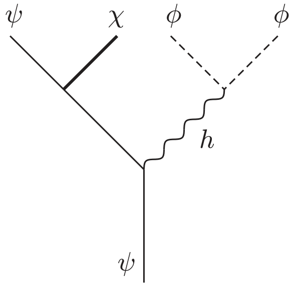
2.2. Метод Остроградского для уравнений с высшими производными. Рассмотрим лагранжиан
$$\mathcal{L} = \varphi\Box(\alpha + \beta\Box)\varphi, \tag{12}$$
где α и β – вещественные параметры. Используя метод Остроградского [30], [31], введем поля
$$\psi = (\alpha + \beta\Box)\varphi, \qquad \phi = \Box\varphi. \tag{13}$$
С точностью до слагаемых типа дивергенции лагранжиан (12) может быть записан в виде
$$\mathcal{L} = \frac{1}{\alpha}\psi\Box\psi - \frac{\beta}{\alpha}\phi(\alpha + \beta\Box)\phi. \tag{14}$$
Мы видим, что независимо от знаков α и β одно из полей ϕ и ψ является фантомом. Например, если $\alpha > 0$ и $\beta < 0$, то мы имеем бесмассовую частицу ψ и массивный фантом ϕ.

Случай лагранжиана
$$\mathcal{L} = \varphi\Box^2\varphi \tag{15}$$
более сложен для анализа. Предел $\alpha \to 0$ сингулярен, чтобы с ним работать, надо сначала выполнить каноническое преобразование [32], [33].

2.3. Распад частиц. Фантомы имеют отрицательную энергию. Поэтому обычные частицы могут распасться на более тяжелые частицы и фантомы. Это обсуждается в [3], [4].

Мы хотим оценить время жизни обычной частицы относительно таких распадов. Прямое взаимодействие, описывающее этот распад, отсутствует. В нашей модели имеется взаимодействие фантома с гравитацией и взаимодействие гравитации с обычными частицами. Простая диаграмма, описывающая распад обычной частицы ψ на обычные частицы ψ и χ и два фантома ϕ, представлена на рисунке (h – гравитон).

Мы предполагаем, что взаимодействия фантом–гравитация и обычные частицы–гравитация происходят только из массовых членов в действии
$$S = M_p^2\int d^4x\,\sqrt{-g}R + \frac{1}{2}\int d^4x\,\sqrt{-g}\bigl[(\partial\phi)^2 + M^2\phi^2 - \\ - (\partial\psi)^2 - m_\psi^2\psi^2 - (\partial\psi)^2 - M_\chi^2\chi^2 + \lambda_{\psi^2\chi}\psi^2\chi\bigr]. \tag{16}$$



Распад ψ частицы на два фантома ϕ и две обычные частицы ψ и χ.

Здесь ϕ – фантом, а ψ и χ – обычные частицы. Предполагается, что есть кубическое взаимодействие обычных частиц между собой, но с фантомом они взаимодействуют только через гравитацию. Мы также предполагаем, что масса M_χ частицы χ имеет порядок массы фантома M, а масса m_ψ частицы ψ намного меньше. Из этого действия мы получаем взаимодействие гравитации со скалярными полями:

$$\sqrt{-g}\frac{M^2}{2}\phi^2 \Rightarrow \frac{M^2}{M_p}\phi^2 h, \tag{17}$$

$$\sqrt{-g}\frac{m_\psi^2}{2}\psi^2 \Rightarrow \frac{m_\psi^2}{M_p}\psi^2 h, \tag{18}$$

где скалярное поле h символически представляет гравитон. Следовательно, константы взаимодействия гравитации с полями ϕ и ψ даются выражениями

$$\lambda_{h\phi^2} = \frac{M^2}{M_p}, \qquad \lambda_{h\psi^2} = \frac{m_\psi^2}{M_p}. \tag{19}$$

Полуширина распада частицы на фантомы через канал (см. рисунок),

$$\psi \to \psi + \chi + \phi_1 + \phi_2, \tag{20}$$

есть

$$\Gamma = \frac{1}{m_\psi}\int^\Lambda \frac{d^3p_{\phi_1}}{(2\pi)^3 2E_{\phi_1}}\frac{d^3p_{\phi_2}}{(2\pi)^3 2E_{\phi_2}}\frac{d^3p_{\psi}}{(2\pi)^3 2E_{\psi}}\frac{d^3p_{\chi}}{(2\pi)^3 2E_{\chi}}|\mathcal{M}|^2\times$$
$$\times (2\pi)^4\delta^{(4)}(p_{\psi_{in}} - p_{\phi_1} - p_{\phi_2} - p_\psi - p_\chi), \tag{21}$$

где матричный элемент имеет вид

$$\mathcal{M} = \lambda_{h\phi^2}\lambda_{h\psi^2}\lambda_{\chi\psi^2}\frac{1}{p^2}\frac{1}{q^2 + m_\psi^2}. \tag{22}$$

В (21) Λ – обрезание по импульсам, p – импульсы внутренней линии гравитона и q – импульсы внутренней линии частицы ψ. Мы предполагаем, что размерная постоянная взаимодействия $\lambda_{\chi\psi^2}$ имеет порядок m_ψ, $\lambda_{\chi\psi^2} \sim m_\psi$. Используя (17) и (18), получаем

$$\mathcal{M} = \frac{m_\psi^3 M^2}{M_p^2}\frac{1}{p^2}\frac{1}{q^2 + m_\psi^2}. \tag{23}$$

Интеграл в (21) является сходящимся даже без обрезания. Чтобы его оценить, мы можем взять $M \sim M_p \sim \Lambda$, при этом мы получаем оценку для полуширины распада Γ:

$$\Gamma \sim \frac{m_\psi^5}{M_p^5} M_p. \tag{24}$$

Отсюда можно оценить время жизни частицы $\tau_\psi = 1/\Gamma$. Модель считается феноменологически приемлемой, если время жизни больше, чем время жизни Вселенной H_0^{-1}, т.е.

$$\Gamma \sim \frac{m_\psi^5}{M_p^5} M_p < H_0 \sim 10^{-60} M_p. \tag{25}$$

С учетом того, что $M_p \sim 10^{19}$ ГэВ, мы получаем

$$m_\psi < 10^7\,\text{ГэВ}, \qquad \Gamma \sim \frac{m_\psi^3}{M_p^3} M_p, \tag{26}$$

и это дает неприемлемый результат

$$m_\psi < 0.1\,\text{ГэВ}. \tag{27}$$

3. НЕЛОКАЛЬНАЯ СТРУННАЯ МОДЕЛЬ

3.1. Пример полевого уравнения с экспоненциальным кинетическим членом. Рассмотрим следующий лагранжиан:

$$\mathcal{L} = \phi(e^{\Box} - 1)\phi. \tag{28}$$

Полевые уравнения для этого лагранжиана нелокальны, их можно записать как интегральные уравнения. По поводу строгого математического подхода к таким уравнениям см. недавние работы [34].

Используя произведение Вейерштрасса

$$e^z - 1 = e^{z/2} z \prod_{j=1}^{\infty} \left(1 + \frac{z^2}{\omega_j^2}\right), \tag{29}$$

где z – комплексная переменная, $\omega_j^2 = 4\pi^2 j^2$, мы записываем

$$e^{\Box} - 1 = e^{\Box/2} \Box \prod_{j=1}^{\infty} \left(1 + \frac{\Box^2}{\omega_j^2}\right). \tag{30}$$

Согласно [32] лагранжиан (28) имеет тот же спектр, что и лагранжиан

$$\mathcal{L} = \psi_0 \Box \psi_0 + \sum_{j=1}^{\infty} \epsilon_j \psi_j (\Box^2 + \omega_j^2) \psi_j. \tag{31}$$

Здесь

$$\epsilon_j = \frac{1}{\omega_j^4} F'(-\omega_j^2), \tag{32}$$

где
$$F(z^2) = (e^z - 1)\frac{e^{-z/2}}{z} = 2\frac{\operatorname{sh}(z/2)}{z}. \tag{33}$$

Более общая функция Лагранжа
$$\mathcal{L} = \phi(e^{\alpha\Box} - \lambda)\phi \tag{34}$$
появляется в теории p-адической струны (см. [35]–[37]). Здесь α и λ – константы, $\lambda > 0$. Спектр теории может быть получен из произведения Вейерштрасса
$$e^{\alpha\Box} - \lambda = \lambda^{1/2} e^{\alpha\Box/2}(\alpha\Box - \ln\lambda)\prod_{j=1}^{\infty}\left(1 + \frac{(\alpha\Box - \ln\lambda)^2}{\omega_j^2}\right). \tag{35}$$

3.2. Нелокальное тахионное поле. Эффективный лагранжиан для поля тахиона в GSO-секторе фермионной NSR-струны, динамика которой описывается в соответствии с кубической полевой теорией [21], имеет следующий вид [22]:
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\phi e^{-\Box/4}(\Box + m^2)\phi - \frac{\lambda}{4}\phi^4. \tag{36}$$

Тривиальное решение полевых уравнений, соответствующее нестабильному вакууму, имеет вид $\phi_0 = 0$, и в окрестности этого вакуума в линейном приближении получаем тахионное уравнение
$$(\Box + m^2)\phi = 0. \tag{37}$$
Также существует другое вакуумное решение
$$\phi_0 = \frac{m}{\sqrt{\lambda}}. \tag{38}$$
В этом случае в линейном приближении получается следующий лагранжиан для малых флуктуаций:
$$\mathcal{L} = \frac{m^2}{2}\phi F(-\Box)\phi, \tag{39}$$
где
$$F(z) = (-\xi^2 z + 1)e^{z/4} - 3, \tag{40}$$
и $\xi^2 = 1/m^2$.

Характеристическое уравнение
$$F(z) = 0 \tag{41}$$
имеет бесконечное число комплексно-сопряженных корней $z = \kappa_j^2$ (см. работу [20], где рассмотрены эти корни в случае действия, заданного формулами (39), (40), и работу [38] для случая произвольных констант). Корни κ_j^2 определяются с помощью функции Ламберта $W(z)$, удовлетворяющей уравнению $W(z)e^{W(z)} = z$, а именно $\kappa_j^2 = 1/\xi^2 + 4W_j(-3e^{-1/4\xi^2}/4\xi^2)$, где W_j – j-я ветвь функции Ламберта [20], [38].

Представляем (40) как произведение Вейерштрасса:

$$F(z) = -2e^{(4\xi^2-1)z/8}\prod_j\left(1-\frac{z}{\kappa_j^2}\right)\left(1-\frac{z}{(\kappa_j^*)^2}\right)\exp\left[z\left(\frac{1}{\kappa_j^2}+\frac{1}{(\kappa_j^*)^2}\right)\right]. \qquad (42)$$

Теперь мы можем записать (с точностью до полных производных) соответствующую квадратичную функцию Лагранжа как

$$\mathcal{L} = \sum_j \epsilon_j\psi_j(\Box-\kappa_j^2)(\Box-(\kappa_j^*)^2)\psi_j. \qquad (43)$$

Системы с различными комплексными частотами были изучены в [32]. Рассмотрим следующее уравнение:

$$(\Box-\kappa^2)(\Box-(\kappa^*)^2)\phi = 0, \qquad (44)$$

где $\kappa = \nu + i\alpha$. Соответствующий гамильтониан является линейной суперпозицией пары комплексно-сопряженных осцилляторов:

$$H = \frac{1}{2}\sum_k\left[P_1^2(k)+\omega(k)^2Q_1^2(k)+P_2^2(k)+(\omega(k)^*)^2Q_2^2(k)\right], \qquad (45)$$

где $P_1^* = P_2$, $Q_1^* = Q_2$ и $\omega(k)^2 = \kappa^2 + k^2$. Спектр гамильтониана имеет вид

$$n\nu(k) + \rho\alpha(k), \qquad (46)$$

где мы положили $\omega(k) = \nu(k) + i\alpha(k)$. Здесь $n = 0, \pm 1, \ldots$, в то время как ρ непрерывна и изменяется от $-\infty$ до $+\infty$. Энергетический спектр не ограничен снизу и непрерывен. Следовательно, в этой модели частицеподобные возбуждения отсутствуют.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели две недавно предложенные модели, которые нарушают NEC. В обеих моделях имеются высшие производные, и мы использовали представление Вейерштрасса и метод Остроградского, чтобы изучить эти модели. Применение данных методов к линейным теориям показывает, что энергии не ограничены снизу.

Отметим, что проблема с не ограниченной снизу энергией, которая рассматривается в этой статье, математически подобна проблеме исследования не ограниченных снизу собственных значений для гиперболического оператора Клейна–Гордона на лоренцевых многообразиях [39].

Можно ожидать, что рассмотрение нелинейных уравнений могло бы существенно изменить ситуацию. В частности, в нелинейных теориях могли бы существовать острова стабильности [3], [40]–[42].

В модели фантомного конденсата с высшими производными было бы интересно найти ультрафиолетовое пополнение теории и исследовать стабильность соответствующей теории.

Нелокальная струнная модель, описывающая распад D-бран, также приводит к не ограниченной снизу энергии, однако в этом случае спектр энергии непрерывен и отсутствуют частицеподобные возбуждения. Эта модель допускает ультрафиолетовое пополнение, так как она получается из теории суперструны, и было бы очень интересно найти прямой механизм компенсации не ограниченного снизу непрерывного спектра.

Благодарности. Работа частично поддержана INTAS (грант № 03-51-6346). И. Я. Арефьева частично поддержана РФФИ (грант № 05-01-00758) и Программой поддержки ведущих научных школ (грант № НШ-2052.2003.1). И. В. Волович частично поддержан РФФИ (грант № 05-01-00884) и Программой поддержки ведущих научных школ (грант № НШ-1542.2003.1).

Список литературы

[1] S. W. Hawking, G. F. R. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge University Press, London, 1973.
[2] M. Gasperini, G. Veneziano, *Phys. Rep.*, **373**:1–2 (2003), 1–212; `arXiv: hep-th/0207130`.
[3] S. M. Carroll, M. Hoffman, M. Trodden, *Phys. Rev. D*, **68**:2 (2003), 3509; `arXiv: astro-ph/0301273`.
[4] J. M. Cline, S. Jeon, G. D. Moore, *Phys. Rev. D*, **70**:4 (2004), 3543; `arXiv: hep-ph/0311312`.
[5] S. D. H. Hsu, A. Jenkins, M. B. Wise, *Phys. Lett. B*, **597**:3–4 (2004), 270–274; `arXiv: astro-ph/0406043`.
[6] B. McInnes, *Nucl. Phys. B*, **718**:1–2 (2005), 55–82; `arXiv: hep-th/0502209`.
[7] R. V. Buniy, S. D. H. Hsu, B. M. Murray, *Phys. Rev. D*, **74**:6 (2006), 3518; `arXiv: hep-th/0606091`.
[8] E. J. Copeland, M. Sami, Sh. Tsujikawa, *Internat. J. Modern Phys. D*, **15**:11 (2006), 1753–1935; `arXiv: hep-th/0603057`.
[9] T. Padmanabhan, "Dark energy: mystery of the millennium", *Albert Einstein Century International Conference*, AIP Conf. Proc., **861**, Amer. Inst. Phys., Melville, NY, 2006, 179–196; `arXiv: astro-ph/0603114`.
[10] M. Kaplinghat, S. Bridle, *Phys. Rev. D*, **71**:12 (2005), 3003; `arXiv: astro-ph/0312430`.
[11] G. Veneziano, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **03** (2004), 004; `arXiv: hep-th/0312182`.
[12] S. Dubovsky, T. Gregoire, A. Nicolis, R. Rattazzi, *JHEP*, **03** (2006), 025; `arXiv: hep-th/0512260`.
[13] N. Arkani-Hamed, H. C. Cheng, M. A. Luty, S. Mukohyama, *JHEP*, **05** (2004), 074; `arXiv: hep-th/0312099`.
[14] F. Piazza, S. Tsujikawa, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **07** (2004), 004; `arXiv: hep-th/0405054`.
[15] A. Adams, N. Arkani-Hamed, S. Dubovsky, A. Nicolis et al., *JHEP*, **10** (2006), 014; `arXiv: hep-th/0602178`.
[16] P. Creminelli, M. A. Luty, Al. Nicolis, L. Senatore, *JHEP*, **12** (2006), 080; `arXiv: hep-th/0606090`.
[17] I. Ya. Aref'eva, "Nonlocal string tachyon as a model for cosmological dark energy", *p-Adic Mathematical Physics*, AIP Conf. Proc., **826**, Amer. Inst. Phys., Melville, NY, 2006, 301–311; `arXiv: astro-ph/0410443`.
[18] I. Ya. Aref'eva, L. V. Joukovskaya, *JHEP*, **10** (2005), 087; `arXiv: hep-th/0504200`.
[19] G. Calcagni, *JHEP*, **05** (2006), 012; `arXiv: hep-th/0512259`.
[20] I. Ya. Aref'eva, A. S. Koshelev, *JHEP*, **02** (2007), 041; `arXiv: hep-th/0605085`; I. Ya. Aref'eva, "D-brane as a model for cosmological dark energy", *Contents and Structures of the Universe*, Proc. XLI Rencontres de Moriond (La Thuile, Italy, March 18–25, 2006), eds. C. Magneville, R. Ansari, J. Dumarchez, J. T. T. Van, NXB The Gioi, Hanoi, 2006, 131–135.

[21] I. Ya. Aref'eva, P. B. Medvedev, A. P. Zubarev, *Phys. Lett. B*, **240**:3–4 (1990), 356–362; *Nucl. Phys. B*, **341**:2 (1990), 464–498; C. R. Preitschopf, C. B. Thorn, S. A. Yost, *Nucl. Phys. B*, **337**:2 (1990), 363–433; I. Ya. Arefeva, D. M. Belov, A. S. Koshelev, P. B. Medvedev, *Nucl. Phys. B*, **638**:1–2 (2002), 3–20; `arXiv: hep-th/0011117`.

[22] I. Ya. Aref'eva, L. V. Joukovskaya, A. S. Koshelev, *JHEP*, **09** (2003), 012; `arXiv: hep-th/0301137`; Ya. I. Volovich, *J. Phys. A*, **36**:32 (2003), 8685–8701; `arXiv: math-ph/0301028`.

[23] A. Sen, *Internat. J. Modern Phys. A*, **20**:24 (2005), 5513–5656; `arXiv: hep-th/0410103`.

[24] 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 et al., *Noncommutative field theories and (super)string field theories*, `arXiv: hep-th/0111208`; W. Taylor, *Lectures on D-branes, tachyon condensation, and string field theory*, `arXiv: hep-th/0301094`.

[25] В. А. Рубаков, *ТМФ*, **149**:3 (2006), 409–426; `arXiv: hep-th/0604153`.

[26] R. Gannouji, D. Polarski, A. Ranquet, A. A. Starobinsky, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **09** (2006), 016; `arXiv: astro-ph/0606287`.

[27] R. Lazkoz, R. Maartens, E. Majerotto, *Phys. Rev. D*, **74**:8 (2006), 3510; `arXiv: astro-ph/0605701`.

[28] I. P. Neupane, *Towards inflation and accelerating cosmologies in string-generated gravity models*, `arXiv: hep-th/0605265`.

[29] S. Nojiri, S. D. Odintsov, M. Sami, *Phys. Rev. D*, **74**:4 (2006), 6004; `arXiv: hep-th/0605039`.

[30] M. Ostrogradski, *Memoires Sur Les Equations Differentielles Relatives au Probleme des Isoperimetres*, VI 4, Mem. Ac. St. Petersburg, 1850.

[31] T. Nakamura, S. Hamamoto, *Progr. Theoret. Phys.*, **95**:3 (1996), 469–484; `arXiv: hep-th/9511219`.

[32] A. Pais, G. E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.*, **79**:1 (1950), 145–165.

[33] И. В. Волович, *Калибровочная инвариантность в аксиоматическом подходе*, Дипломная работа, МГУ, 1969.

[34] В. С. Владимиров, Я. И. Волович, *ТМФ*, **355–368**:3 (2004); `arXiv: math-ph/0306018`; В. С. Владимиров, *Изв. РАН. Сер. матем.*, **69**:3 (2005), 55–80; `arXiv: math-ph/0507018`; Л. В. Жуковская, *ТМФ*, **146**:3 (2006), 402–409; D. V. Prokhorenko, *On some nonlinear integral equation in the (super)string theory*, `arXiv: math-ph/0611068`.

[35] I. V. Volovich, *Classical Quantum Gravity*, **4**:4 (1987), L83–L87; И. В. Волович, *ТМФ*, **71**:3 (1987), 337–340.

[36] L. Brekke, P. G. O. Freund, M. Olson, E. Witten, *Nucl. Phys. B*, **302**:3 (1988), 365–402; P. H. Frampton, Ya. Okada, *Phys. Rev. D*, **37**:10 (1988), 3077–3079.

[37] В. С. Владимиров, И. В. Волович, Е. И. Зеленов, *p-Адический анализ и математическая физика*, Наука, М., 1994.

[38] I. Ya. Aref'eva, L. V. Joukovskaya, S. Yu. Vernov, *JHEP*, **07** (2007), 087; `arXiv: hep-th/0701184`.

[39] В. В. Козлов, И. В. Волович, *Докл. РАН*, **408**:3 (2006), 317–320; V. V. Kozlov, I. V. Volovich, *Int. J. Geom. Methods Mod. Phys.*, **3**:7 (2006), 1349–1357; `arXiv: gr-qc/0603111`.

[40] И. Я. Арефьева, А. С. Кошелев, С. Ю. Вернов, *ТМФ*, **148**:1 (2006), 23–41; `arXiv: astro-ph/0412619`; I. Ya. Aref'eva, A. S. Koshelev, S. Yu. Vernov, *Phys. Lett. B*, **628**:1–2 (2005), 1–10; `arXiv: astro-ph/0505605`; *Phys. Rev. D*, **72**:6 (2005), 4017; `arXiv: astro-ph/0507067`.

[41] M. P. Dabrowski, C. Kiefer, B. Sandhöfer, *Phys. Rev. D*, **74**:4 (2006), 4022; `arXiv: hep-th/0605229`.

[42] E. O. Kahya, V. K. Onemli, *Phys. Rev. D*, **76**:4 (2007), 3512; `arXiv: gr-qc/0612026`.