Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Р. Э. Каллош, Супергравитация де Ситтера, взаимодействующая с материей, *ТМФ*, 2016, том 187, номер 2, 283–296

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf9031>

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: 52.6.47.48

26 апреля 2023 г., 17:12:01

© 2016 г.

Р. Э. Каллош*

СУПЕРГРАВИТАЦИЯ ДЕ СИТТЕРА, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩАЯ С МАТЕРИЕЙ

Супергравитация де Ситтера описывает взаимодействие супергравитации с общими киральными и векторными мультиплетами, а также с одним нильпотентным киральным мультиплетом. Дополнительный универсальный положительный член в потенциале, порождаемый нильпотентным мультиплетом и соответствующий анти-D3-бране в теории струн, отвечает также за стабильность вакуума де Ситтера в таких моделях супергравитации. В пределе плоского пространства данные модели супергравитации включают модель Волкова–Акулова с нелинейно реализованной суперсимметрией. Обобщаются правила построения действия чистой супергравитации де Ситтера на случай модели, содержащей другие мультиплеты материи. Описана методика вывода в замкнутом виде общего действия супергравитации, взаимодействующей с нильпотентным киральным мультиплетом, при заданных келеровом потенциале K , суперпотенциале W и матрице векторов f_{AB} . Потенциал модели задается как $V = e^K (|F^2| + |DW|^2 - 3|W|^2)$, где F – величина вспомогательного поля нильпотентного мультиплета, обязательно отличная от нуля. Вакуумы де Ситтера появляются, если выполнено простое условие $|F^2| - 3|W|^2 > 0$. Приведен явный вид полного действия в унитарной калибровке.

Ключевые слова: пространство де Ситтера, положительная космологическая постоянная, супергравитация.

DOI: 10.4213/tmf9031

Посвящается юбилею Игоря Викторовича Тютинна

1. ИСТОРИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Мне посчастливилось начать научную карьеру под определяющим влиянием работ Игоря Тютинна в начале 70-х гг. В сотрудничестве с Е. С. Фрадкиным и И. А. Баталиным в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН Игорь Тютин совершил целый ряд основополагающих открытий, раскрывших природу квантовой теории поля при наличии локальных калибровочных симметрий, присущих теориям

Работа автора была поддержана Stanford Institute for Theoretical Physics, National Science Foundation (грант PHY-1316699) и Templeton Foundation “Quantum Gravity Frontiers”.

*Stanford Institute of Theoretical Physics and Department of Physics, Stanford University, Stanford, CA, USA. E-mail: kallosh@stanford.edu

Янга–Миллса и гравитации. Эта область знаний получила мощный толчок к развитию в 1971 г. после публикации работы 'т Хоофта [1], в которой была высказана идея, что калибровочные теории со спонтанно нарушенными симметриями могут быть перенормируемыми. Однако для полного доказательства перенормируемости и унитарности таких теорий было необходимо доказать эквивалентность результатов, полученных в перенормируемых калибровках, где свойство унитарности не является очевидным, и в унитарной калибровке, где неочевидна перенормируемость. Теорема эквивалентности была доказана в 1972 г. с применением метода интеграла по путям в нашей совместной с Игорем Тютиным работе [2]. Независимое комбинаторное доказательство этого результата со ссылкой на нашу работу [2] было дано на месяц позже 'т Хоофтом и Вельтманом в статье [3].

Одним из наиболее значительных достижений Тютина было открытие того, что известно теперь как БРСТ-симметрия. В букве Т в этой аббревиатуре отражен препринт [4] Тютина, напечатанный в 1975 г.; английский перевод препринта появился лишь через 33 года. В 2009 г. за эту работу Тютин вместе с Бекки, Руэ и Стора [5] получил медаль Дэни Хейнемана по математической физике. К этому времени стало очевидным, что БРСТ-симметрия представляет собой один из наиболее замечательных инструментов теоретической физики.

Калибровочная инвариантность продолжает играть определяющую роль в современной физике, включая квантовую гравитацию, супергравитацию и теорию струн. В настоящей работе обсуждаются последние продвижения в исследованиях супергравитации де Ситтера. Эта теория описывает вакуумы пространства де Ситтера с положительной гравитационной постоянной и со спонтанным нарушением локальной суперсимметрии. Одним из интересных свойств этих теорий оказывается возможность выбора различных калибровок, фиксирующих локальную суперсимметрию. В настоящей работе показано, что имеется класс унитарных калибровок, в которых теория приобретает особенно простой вид.

2. ВВЕДЕНИЕ

Полное действие мультиплета полей супергравитации, взаимодействующих с мультиплетом нильпотентных полей голдстино, построено в недавних работах [6], [7]. В работе [6] это действие названо чистой гравитацией де Ситтера, поскольку оно допускает максимально симметричные классические решения де Ситтера, даже если в теории отсутствуют фундаментальные скалярные поля. Это действие обладает нелинейно реализованной локальной суперсимметрией. В пределе плоского пространства оно переходит в действие теории Волкова–Акулова (ВА) [8] с нелинейно реализованной глобальной суперсимметрией.

Современный интерес к нильпотентной супергравитации в приложении к космологии был инициирован описанием в рамках супергравитации ВА–Старобинского, приведенным в работе [9], и получил дальнейшее развитие в работах [10] в контексте суперполя киральной скалярной кривизны $\mathcal{R}$, подчиняющегося некоторым суперполевым связям. В этих работах было дано описание важных следствий введения взаимодействия с нильпотентным мультиплетом для бозонного действия и для космологии, однако полное компонентное описание локально суперсимметричного действия общего вида, включающего фермионные поля, отсутствовало.

Общий подход к супергравитации с нильпотентным мультиплетом предложен в работе [11], в которой применен суперконформный подход в рамках формализма из работ [12]. Этот формализм детально описан в монографии [13], где читатель также найдет ссылки на более ранние работы по суперконформным методам получения действия супергравитации. С помощью этого подхода удалось построить полное локально суперсимметричное действие супергравитации, взаимодействующей с нильпотентным мультиплетом [6], [7]. В частности, различие между действиями чистой супергравитации де Ситтера, предложенными в работах [6] и [7], обусловлено различными суперконформными калибровками для локальной симметрии Вейля, локальной $\mathbb{R}$ -симметрии и локальной специальной суперсимметрии. Супергравитацию де Ситтера также можно вывести из комплекснозначного линейного суперполя голдстино [14].

Интерес к исследованию нильпотентного мультиплета голдстино в эффективной $\mathcal{N} = 1$ супергравитации возрастает с углублением понимания связи с теорией суперструны, особенно с конструкцией ККЛТ¹⁾ вакуума де Ситтера в этой теории [15]–[17]. При этом достигается более глубокое понимание роли анти-D3-браны, помещенной на плоскость ОЗ (или О7) на верхушке деформированной горловины [17]. Соответствующие конструкции теории струн для нильпотентных голдстино и для связанного с ними спонтанного нарушения суперсимметрии, обусловленного действием анти-D3-браны, возможно, позволят получить ультрафиолетовое замыкание эффективного действия четырехмерной супергравитации де Ситтера, взаимодействующей с нильпотентным мультиплетом.

Дополнительное преимущество применения нильпотентного мультиплета в супергравитации связано с возможностью описания инфляции [9], [11]. Нильпотентный мультиплет особенно полезен при построении космологических моделей с темной энергией и нарушением суперсимметрии, находящимися в согласии с данными детекторов Planck/BICEP, так как в этих моделях имеется адаптивный уровень гравитационных волн и контролируемый порог параметра нарушения суперсимметрии [18], [19].

Действие супергравитации де Ситтера, недавно найденное в работе [6] в пределе плоского пространства, как известно [20]–[22], сводится к модели голдстино в виде нильпотентного кирального мультиплета, которая оказывается эквивалентной исходной глобально суперсимметричной модели голдстино ВА [8]. Интересным свойством чистой супергравитации де Ситтера [6], [7] оказывается то, что в унитарной калибровке, в которой локальная суперсимметрия фиксируется наложением условия обращения в ноль поля фермионного голдстино, действие приобретает вид (в обозначениях работы [6])

$$e^{-1}\mathcal{L}|_{\text{goldstino}=0} = \frac{1}{2\kappa^2}[R(e, \omega(e)) - \bar{\psi}_\mu \gamma^{\mu\nu\rho} D_\nu^{(0)} \psi_\rho + \mathcal{L}_{\text{SG, torsion}}] + \frac{3m^2}{\kappa^2} - f^2 + \frac{m}{2\kappa^2} \bar{\psi}_\mu \gamma^{\mu\nu} \psi_\nu, \quad (2.1)$$

где f и m – заданные постоянные величины. Действие (2.1) при $\Lambda = f^2 - 3m^2/\kappa^2 > 0$ является действием чистой супергравитации де Ситтера с положительной космологической постоянной. В случае $f \neq 0$ и $\Lambda = f^2 - 3m^2/\kappa^2 \leq 0$ получаются либо

¹⁾Ш. Качру, Р. Каллош, А. Линде и С. Триведи.

вакуум пространства анти-де Ситтера, либо вакуум пространства Минковского со спонтанно нарушенной суперсимметрией. При $f = 0$ действие (2.1) обладает восстановленной линейно реализованной локальной суперсимметрией и переходит в хорошо известное действие супергравитации анти-де Ситтера [23].

Нетривиальный нильпотентный мультиплет оказывается согласованным только при условии, что вспомогательное поле не обращается в ноль. Условие нильпотентности $S^2(x, \theta) = 0$ для поля $S(x, \theta) = s(x) + \sqrt{2}\theta\psi_s(x) + \theta^2 F_s(x)$ содержит три уравнения в терминах компонент полей, скалярного поля, поля суперголдстино $s(x)$, фермионного поля, поля голдстино $\psi_s(x)$ и вспомогательного поля $F_s(x)$:

$$sF_s - 2\psi_s^2 = 0, \quad s\psi_s = 0, \quad s^2(x) = 0. \quad (2.2)$$

Имеются три возможности разрешения условия нильпотентности. Первое, в котором вспомогательное поле не обращается в ноль, приводит к фермионному голдстино с нулевым фундаментальным скалярным полем: $F_s \neq 0$, следовательно, $\psi_s \neq 0$, $s \neq 0$, при этом $s = 2\psi_s^2/F_s$ есть решение всех трех уравнений (2.2). Это решение используется в локально суперсимметричном действии, содержащем нильпотентный мультиплет с нулевым фундаментальным скалярным полем. Второе решение также имеет место при ненулевом вспомогательном поле, в нем ненулевым оказывается только это вспомогательное поле, а скалярные и фермионные поля обращаются в ноль: $F_s \neq 0$, следовательно, $\psi_s = 0$, $s = 0$, при этом $s = 0$ есть решение всех трех уравнений (2.2). В этом решении локальная суперсимметрия фиксируется в унитарной калибровке с $\psi_s = 0$ и $s = 0$. Третья возможность связана с обращением в ноль вспомогательного поля и приводит к тривиальному решению, в котором исчезают и поле голдстино, и поле суперголдстино, что обеспечивает выполнение всех трех уравнений (2.2): $F_s = 0$, следовательно, $s = \psi_s = 0$ есть решение всех трех уравнений.

Цель настоящей работы состоит в описании стратегии вывода полного действия взаимодействующей с материей супергравитации, в котором один из мультиплетов выбран как нильпотентный. Плата за использование относительно простой процедуры построения вакуумов де Ситтера со спонтанно нарушенной суперсимметрией состоит в появлении в действии нелинейных фермионных слагаемых. Тем не менее мы покажем, что все эти члены можно представить в замкнутом виде. Основной результат работы – описание полного действия супергравитации де Ситтера с нелинейно реализованной локальной суперсимметрией и потенциалом

$$V = e^K (F_s K^{s\bar{s}} \bar{F}_{\bar{s}} + D_i W K^{i\bar{k}} \bar{D}_{\bar{k}} \bar{W} - 3W\bar{W}) \equiv e^K (|F^2| + |DW|^2) - 3m_{3/2}^2, \quad (2.3)$$

где F_s – не обращающееся в ноль вспомогательное поле нильпотентного мультиплета. Для того чтобы вакуум имел положительную космологическую постоянную, достаточно потребовать, чтобы в минимуме потенциала было выполнено неравенство

$$e^K |F^2| - 3m_{3/2}^2 > 0. \quad (2.4)$$

Ранее вакуумы де Ситтера в моделях без нильпотентного мультиплета строились путем наложения условия $|DW|^2 - 3m_{3/2}^2 > 0$ (см., например, работу [24] и ссылки на подобные модели супергравитации, инспирированные теорией струн, в работе [17]).

Общее свойство всех таких моделей состоит в том, что условие положительности величины $|DW|^2 - 3m_{3/2}^2$ для вакуума требует серьезных подгонок и практически всегда приводит к необходимости компьютерных вычислений. При этом нужно ввести несколько киральных мультиплетов и выбрать кэлеров потенциал и суперпотенциал достаточно изощренным образом. Преимущество модели де Ситтера с нильпотентным мультиплетом заключается в том, что в этой модели необходимо определить только одну постоянную – значение $|F^2|$ для вакуума, которое должно превосходить другую постоянную величину, а именно значение $3m_{3/2}^2$ для вакуума.

Таким образом, стратегия вывода действия гравитации де Ситтера состоит в построении взаимодействия скалярного и векторного мультиплетов и нильпотентного мультиплета с мультиплетом полей супергравитации.

3. СУПЕРКОНФОРМНАЯ ТЕОРИЯ С НИЛЬПОТЕНТНЫМ МУЛЬТИПЛЕТОМ

Для начала приведем лежащее в основе теории суперконформное действие из работы [11]: $SU(2, 2|1)$ -инвариантный лагранжиан $\mathcal{N} = 1$ супергравитации, суперконформно взаимодействующей с киральными мультиплетами X^I и с векторными мультиплетами λ^A полей Янга–Миллса. Это действие состоит из четырех слагаемых, каждое из которых само по себе конформно инвариантно. Суперконформное действие, в котором все суперсимметрии задаются линейными преобразованиями, имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_{\text{sc}} = [N(X^I, \bar{X}^{\bar{I}})]_D + [\mathcal{W}(X^I)]_F + [f_{AB}(X)\bar{\lambda}_L^A \lambda_L^B]_F + [\Lambda(X^I)^2]_F. \quad (3.1)$$

Первые три члена этого действия имеют стандартный вид [12]; более подробное описание содержится в монографии [13], мы используем обозначения из этой книги. Нестандартный последний член зависит от кирального суперполя лагранжева множителя Λ . В отличие от других стандартных киральных суперполей X^I это поле не присутствует в кэлеровом многообразии вложенного пространства $N(X^I, \bar{X}^{\bar{I}})$. Поэтому данное поле можно исключить в силу алгебраических уравнений движения. Три функции $N(X^I, \bar{X}^{\bar{I}})$, $\mathcal{W}(X^I)$, $f_{AB}(X)$ вместе со всеми киральными суперполями преобразуются однородным образом при локальных преобразованиях Вейля и $\mathbb{R}$ -преобразованиях. Здесь X^I содержит киральный компенсирующий мультиплет $\{X^0, \Omega^0, F^0\}$, киральный мультиплет голдстино $\{X^1, \Omega^1, F^1\}$, мультиплеты материи общего вида $\{X^i, \Omega^i, F^i\}$, $i = 2, \dots, n$, и мультиплет лагранжева множителя $\{\Lambda, \Omega^\Lambda, F^\Lambda\}$. Уравнения движения для мультиплета лагранжева множителя Λ состоят из трех уравнений, по одному на каждую из его компонент. Одно из этих уравнений имеет вид [6]

$$2X^1 F^1 - \bar{\Omega}^1 P_L \Omega^1 + \sqrt{2} \bar{\psi}_\mu \gamma^\mu X^1 P_L \Omega^1 + \frac{1}{2} \bar{\psi}_\mu P_R \gamma^{\mu\nu} \psi_\nu (X^1)^2 = 0. \quad (3.2)$$

Оно решается подстановкой

$$X^1(x) = \frac{\bar{\Omega}^1(x) P_L \Omega^1(x)}{2F^1(x)} \equiv \frac{(\Omega^1)^2}{2F^1}, \quad (X^1(x))^2 = 0, \quad (3.3)$$

которая также дает решение остальных уравнений для $\Omega^\Lambda(x)$ и $F^\Lambda(x)$.

Следующий шаг при построении действия супергравитации на основе суперконформного действия (3.1) состоит в наложении условия связи (3.3), что позволяет избавиться от вспомогательных полей F^I и фиксировать с помощью калибровки локальные симметрии суперконформного действия: локальную симметрию Вейля, $\mathbb{R}$ -симметрию и локальную специальную суперсимметрию. Без условия связи (3.3) эта процедура хорошо известна. Вспомогательные поля отличны от нуля в силу уравнения (см. уравнение (17.21) из монографии [13])

$$\bar{F}_G^I = N^{II} \left(-\mathcal{W}_I + \frac{1}{2} N_{I\bar{K}\bar{L}} \bar{\Omega}^{\bar{K}} \bar{\Omega}^{\bar{L}} + \frac{1}{4} f_{ABI} \bar{\lambda}^A P_L \lambda^B \right). \quad (3.4)$$

Это условие вытекает из гауссовой зависимости действия от F (см. формулу (17.19) в [13]):

$$\mathcal{L}_G(F) = N_{IJ} F^I \bar{F}^{\bar{J}} + \left[F^I \left(\mathcal{W}_I - \frac{1}{2} N_{I\bar{K}\bar{L}} \bar{\Omega}^{\bar{K}} \bar{\Omega}^{\bar{L}} - \frac{1}{4} f_{ABI} \bar{\lambda}^A P_L \lambda^B \right) + \text{э.с.} \right], \quad (3.5)$$

или, эквивалентно,

$$\mathcal{L}_G(F) = N_{IJ} F^I \bar{F}^{\bar{J}} + F^I \bar{F}_{IG} + \bar{F}^{\bar{I}} F_{IG}. \quad (3.6)$$

Новый случай, когда один из киральных мультиплетов нильпотентен, можно исследовать, применив сначала к уравнению (3.1) суперконформное описание. Заметим, что $N(X^I, \bar{X}^{\bar{I}})$, $\mathcal{W}(X^I)$ и $f_{AB}(X)$ суть алгебраические функции полей X^I . Наличие последнего члена $[\Lambda(X^1)^2]_F$ в (3.1) предполагает, что $N(X^I, \bar{X}^{\bar{I}})$, $\mathcal{W}(X^I)$ и $f_{AB}(X)$ могут зависеть только от $X^1 \bar{X}^{\bar{1}}$, от X^1 и от $\bar{X}^{\bar{1}}$, поскольку $(X^1(x))^2 = 0$ в соответствии с (3.3). Потребуем, чтобы величины $X^1, \bar{X}^{\bar{1}}$ в $N(X, \bar{X})$ зависели только от $X^1 \bar{X}^{\bar{1}}$.

Прежде всего отметим, что в $F^1 \bar{F}_{1G}$ зависимость величины $\bar{F}_{1G}$ от X^1 имеет вид пропорциональности выражению $F^1 X^1 = (\Omega^1)^2/2$, что делает такие члены не зависящими от F^1 . Или же, если в $\bar{F}_{1G}$ присутствуют члены вида $X^1 \bar{X}^{\bar{1}}$, они также становятся не зависящими от F^1 . Поэтому члены в $\mathcal{L}_G(F)$, зависящие от $F^1 X^1$ или от $F^1 X^1 \bar{X}^{\bar{1}}$, можно переместить из зависящей от F части в часть, не зависящую от F .

Однако член в $\bar{F}_{1G}$, зависящий от $\bar{X}^{\bar{1}}$, таким способом убрать не удастся. Поэтому следует запомнить, что в $F^1 \bar{F}_{1G}$ сохраняются только слагаемые, линейные по $\bar{X}^{\bar{1}}$,

$$\bar{F}_{1G}(\bar{X}^{\bar{1}}) = \bar{F}_{1G}(\bar{X}^{\bar{1}})|_{\bar{X}^{\bar{1}}=0} + \bar{F}_{1G,\bar{1}} \bar{X}^{\bar{1}}, \quad (3.7)$$

и их сопряженные. С учетом этого обстоятельства можно еще раз посмотреть на полное суперконформное действие в уравнении (17.22) из книги [13] и проверить, что его можно записать в виде

$$e^{-1} \mathcal{L} = (F^I - F_G^I) N_{I\bar{I}} (\bar{F}^{\bar{I}} - \bar{F}_G^{\bar{I}}) - F_G^I N_{I\bar{I}} \bar{F}_G^{\bar{I}} + \bar{X}^1 A_c X^1 + X^1 \bar{B}_c + B_c \bar{X}^{\bar{1}} + C_c. \quad (3.8)$$

Положим

$$e^{-1} \mathcal{L}_X \equiv -F_G^I N_{I\bar{I}} \bar{F}_G^{\bar{I}} + \bar{X}^1 A_c X^1 + X^1 \bar{B}_c + B_c \bar{X}^{\bar{1}} + C_c. \quad (3.9)$$

Представим теперь часть $(F^I - F_G^I) N_{I\bar{I}} (\bar{F}^{\bar{I}} - \bar{F}_G^{\bar{I}})$, зависящую от вспомогательных полей, в виде

$$(F^1 - F_G^1) N_{1\bar{1}} (\bar{F}^{\bar{1}} - \bar{F}_G^{\bar{1}}) + [(F^1 - F_G^1) N_{1\bar{i}} (\bar{F}^{\bar{i}} - \bar{F}_G^{\bar{i}}) + \text{э.с.}] + (F^i - F_G^i) N_{i\bar{k}} (\bar{F}^{\bar{k}} - \bar{F}_G^{\bar{k}}). \quad (3.10)$$

Зависимость от F^i и $\bar{F}^{\bar{i}}$ гауссова, поскольку $e^{-1}\mathcal{L}_X$ не зависит от этих полей. По ним можно проинтегрировать, и в результате получаем, что

$$\bar{F}_i - \bar{F}_{iG} = 0, \quad (3.11)$$

а действие приводится к виду

$$e^{-1}\mathcal{L} = (F^1 - F_G^1)(N^{1\bar{1}})^{-1}(\bar{F}^{\bar{1}} - \bar{F}_G^{\bar{1}}) + e^{-1}\mathcal{L}_X, \quad (3.12)$$

где

$$(N^{1\bar{1}})^{-1} = N_{1\bar{1}} - N_{1\bar{k}}N_{k\bar{k}}^{-1}N_{k\bar{1}}. \quad (3.13)$$

Второе слагаемое в правой части (3.12) пропорционально $X\bar{X}$. Поэтому в формуле (3.12) все члены вида $(F^1 - F_G^1)(-N_{1\bar{k}}N_{k\bar{k}}^{-1}N_{k\bar{1}})(\bar{F}^{\bar{1}} - \bar{F}_G^{\bar{1}})$ следует добавить к $\mathcal{L}_X$, так как $F^1X^1 = \Omega^2/2$. На первый взгляд, при этом выражение $\mathcal{L}_X$ перейдет в $\tilde{\mathcal{L}}_X$. Но необходимо учесть, что разность $F^1 - F_G^1$ не равна нулю только в силу негауссовых поправок к зависимости действия от F^1 , и эта разность пропорциональна полю голдстино. Однако член $N_{1\bar{k}}N_{k\bar{k}}^{-1}N_{k\bar{1}}$ уже содержит в себе всю возможную зависимость от поля голдстино посредством $X\bar{X}$. В силу этого обстоятельства добавление таких членов не изменяет действия.

Таким образом, оставшееся выражение, которое зависит от вспомогательного поля, записывается как

$$e^{-1}\mathcal{L} = (F^1 - F_G^1)N_{1\bar{1}}(\bar{F}^{\bar{1}} - \bar{F}_G^{\bar{1}}) + e^{-1}\mathcal{L}_X. \quad (3.14)$$

Чтобы понять возможную роль отдельных слагаемых в (3.7), требуется еще один промежуточный шаг. Перепишем первый член в действии (3.14) в следующем виде:

$$(F^1 - F_G^1)(\bar{F}_1 - \bar{F}_{1G}) = (F^1 - F_G^1)(\bar{F}_1 - (N_{1\bar{1}}\bar{F}_G^{\bar{1}} + N_{1\bar{k}}\bar{F}_G^{\bar{k}})), \quad (3.15)$$

где было использовано равенство (3.11) с учетом того, что $\bar{F}_{1G} = N_{1\bar{1}}\bar{F}_G^{\bar{1}} + N_{1\bar{k}}\bar{F}_G^{\bar{k}}$. Теперь в силу аргументов, применявшихся при обсуждении уравнения (3.7), результат не будет зависеть от X , но может, вообще говоря, зависеть от $\bar{X}$. Учтем теперь, что $N_{1\bar{1}}$ не зависит ни от X , ни от $\bar{X}$, а $N_{1\bar{k}}$ пропорционально $\bar{X}$. Отсюда вытекает, что линейная зависимость величины $\bar{F}_{1G}$ от $\bar{X}$ переходит в линейную зависимость от $\bar{X}$ в $\bar{F}_G^{\bar{1}}$.

Отметим одно интересное обстоятельство. Положим $(\bar{F}^{\bar{1}})' \equiv \bar{F}^{\bar{1}} + \bar{F}_{G,\bar{1}}^{\bar{1}}\bar{X}^{\bar{1}}$. Оказывается, что в интересующей нас зависимости от

$$\bar{X}^{\bar{1}} = \frac{\bar{\Omega}^2}{2\bar{F}^{\bar{1}}} = \frac{\bar{\Omega}^2}{2(\bar{F}^{\bar{1}})'}$$

нет различия между F и F' , поскольку $\bar{X}^{\bar{1}}\bar{\Omega}^2 = 0$. Аналогичный сдвиг можно произвести в F^1 , и этот сдвиг поглощает член, зависящий от X^1 , в F_G^1 . В результате получаем следующее действие:

$$e^{-1}\mathcal{L} = (F^1 - F_G^1)N_{1\bar{1}}(\bar{F}^{\bar{1}} - \bar{F}_G^{\bar{1}})|_{X^1=0} + e^{-1}\mathcal{L}_X. \quad (3.16)$$

Нам потребуется еще один шаг, чтобы свести данную задачу к задаче, решенной ранее в работе [6]. Величина $N_{1\bar{1}}$ может зависеть от модулей, и в связи с этим

полезно переопределить разность $F^1 - F_{\text{G}}^1$, включив в нее множитель $\sqrt{N_{11}}$. В итоге получаем действие

$$e^{-1}\mathcal{L}_{\text{gen}} = (F - F_{\text{G}0})(\bar{F} - \bar{F}_{\text{G}0}) - F_{\text{G}0}\bar{F}_{\text{G}0} + \bar{X}AX + X\bar{B} + B\bar{X} + C \quad (3.17)$$

с $X = \Omega^2/2F$. Здесь $F_{\text{G}0} = F_{\text{G}}|_{X^1=\bar{X}^1=0}$.

Запись в явном виде всех слагаемых выражения (3.17) требует серьезных усилий. Соответствующий результат можно найти в работе [25], опубликованной уже после написания настоящей статьи. Здесь мы наметили все существенные этапы построения этого действия и объяснили, почему можно применить ту же конструкцию, что и в случае чистой гравитации де Ситтера. Окончательный вид действия, в котором исключено вспомогательное поле F , оказывается весьма простым в символической форме записи, использующей все слагаемые из формулы (3.17):

$$e^{-1}\mathcal{L}_{\text{gen}}|_{\frac{\delta F}{\delta \bar{F}}=0} = -F_{\text{G}0}\bar{F}_{\text{G}0} + C + \left[\bar{X}AX + X\bar{B} + B\bar{X} - \frac{1}{F_{\text{G}0}\bar{F}_{\text{G}0}}|\bar{X}(AX + B)|^2 \right]_{X=\Omega^2/2F_{\text{G}0}}, \quad (3.18)$$

или, эквивалентно,

$$-F_{\text{G}0}\bar{F}_{\text{G}0} + \frac{\bar{\Omega}^2}{2\bar{F}_{\text{G}0}}A\frac{\Omega^2}{2F_{\text{G}0}} - \frac{\Omega^2}{2F_{\text{G}0}}\bar{B} - B\frac{\bar{\Omega}^2}{2\bar{F}_{\text{G}0}} + C - \frac{1}{F_{\text{G}0}\bar{F}_{\text{G}0}}\left| \frac{\bar{\Omega}^2}{2\bar{F}_{\text{G}0}}\left(A\frac{\Omega^2}{2F_{\text{G}0}} + B\right) \right|^2. \quad (3.19)$$

Это действие состоит из исходного действия, в котором X^1 заменяется на $\bar{\Omega}^2/2\bar{F}_{\text{G}0}$, и члена старшего порядка по спинорам, задаваемого последним слагаемым в формуле (3.19).

Соответствие между модулями супергравитации z^α , $\alpha = 1, \dots, n$, и суперконформными переменными X^I в суперконформной калибровке при $\kappa^2 = 1$ имеет следующий вид:

$$N(X, \bar{X}) = -3, \quad y = \bar{y}, \quad N_I\Omega^I = 0. \quad (3.20)$$

Это соответствие было введено в работах [12] и подробно объяснено в монографии [13]. В качестве отправной точки можно взять суперконформное действие, введенное в настоящей работе, фиксировать калибровку и вывести соответствующую модель супергравитации, в которой один из мультиплетов является нильпотентным.

Альтернативный способ состоит в том, чтобы начать с известного действия супергравитации в случае кирального и векторного мультиплетов и подобрать подходящую его модификацию, когда один из мультиплетов становится нильпотентным. Эта стратегия описана в следующем разделе.

4. ДЕЙСТВИЕ СУПЕРГРАВИТАЦИИ

Общий вид действия супергравитации с киральными и векторными мультиплетом, которые получаются из суперконформного мультиплета, приведен в разделе 18.1 монографии [13]. Ответ в настоящей работе оказывается деформацией этого стандартного действия при заданных $K(z, \bar{z})$, $W(z)$ и $f_{AB\alpha}$, обусловленной тем, что суперконформное киральное суперполе X^1 удовлетворяет условию связи (3.2).

Будем предполагать, что набор модулей z^α , $\alpha = 1, \dots, n$, расщепляется на модуль $z^1 = X^1/X^0 = S$ и оставшиеся модули $z^i = X^I/X^0$, $i = 2, \dots, n$. Исследуется класс моделей, в которых

$$K(z^i, \bar{z}^{\bar{i}}; S, \bar{S}) = K(z^i, \bar{z}^{\bar{i}}) + g_{S\bar{S}}(z, \bar{z})S\bar{S}, \quad (4.1)$$

$$W(z, S) = g(z) + Sf(z), \quad f_{AB}(z, S) = p_{AB}(z) + Sq_{AB}(z). \quad (4.2)$$

Поскольку $S^2 = 0$, голоморфные функции W и f_{AB} зависят только от линейных функций переменной S . Этот вид оказывается для таких голоморфных функций наиболее общим [18], так как все степени S^n обращаются в ноль при $n > 1$. Кэлеров потенциал в наиболее общем случае может содержать некоторую линейную зависимость от S и $\bar{S}$. В настоящей работе такие модели не рассматриваются и предполагается, что кэлеров потенциал зависит только от $S\bar{S}$.

Концептуальная простота суперконформной теории единственного нильпотентного кирального поля обеспечивается существованием явных локальных преобразований суперсимметрии супермультиплетов в действии (3.1), справедливых вне массовой оболочки. Например, вне массовой оболочки получаем, что для кирального мультиплета голдстино $\{X^1, \Omega^1, F^1\}$ с вейлевским весом $\omega = 1$ и с лагранжевым множителем $\{\Lambda, \Omega^\Lambda, F^\Lambda\}$ (также вне массовой оболочки) локальные правила Q- и S-суперсимметричных преобразований имеют вид

$$\delta\Omega^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}P_L(\not{D} + F^1)\epsilon + \sqrt{2}X^1P_L\eta. \quad (4.3)$$

Это дает нам возможность найти единственное решение условия нильпотентности $X^1 = (\Omega^1)^2/\sqrt{2}F^1$, что и было использовано в вышеприведенных вычислениях. Заметим, что на уровне супергравитации фермионное поле в соответствующем мультиплете преобразуется по формуле (см. уравнение (18.22) в монографии [13])

$$\delta\chi^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}P_L(\hat{\partial}z^1 - e^{K/2}g^{1\bar{\beta}}\bar{\nabla}_{\bar{\beta}}\bar{W})\epsilon + \text{члены третьего порядка по фермионам}. \quad (4.4)$$

Таким образом, на массовой поверхности величина F^1 отождествляется с величиной F_G^1 , содержащей член вида $-e^{K/2}g^{1\bar{\beta}}\bar{\nabla}_{\bar{\beta}}\bar{W}$ + фермионы, и далее можно шаг за шагом применить всю процедуру, описанную в суперконформном случае. Эта процедура включает в себя, во-первых, анализ зависимости последнего выражения от z^1 и $\bar{z}^{\bar{1}}$ и, во-вторых, учет того обстоятельства, что метрика пространства модулей зависит от полей и недиагональна в направлении 1 и в направлениях остальных компонент киральной материи.

В частности, в выражении для F_G^1 можно избавиться от членов, линейных по z^1 , так как они происходят из преобразований S-суперсимметрии, сохраняющих калибровку. То же самое было сделано в суперконформной модели, где мы также заметили, что сдвиг величины F^1 на aX^1 не влияет на решение:

$$X^1 = \frac{\Omega^2}{2F^1} = \frac{\Omega^2}{2(F^1 + aX^1)}.$$

Поэтому, если мы хотим ассоциировать выражение $e^{K/2}g^{1\bar{\beta}}\bar{\nabla}_{\bar{\beta}}\bar{W}$ + фермионы с $-F_G^1$, можно игнорировать члены, пропорциональные z^1 , но нельзя игнорировать члены,

пропорциональные $\bar{z}^{\bar{1}}$. Члены в $e^{K/2} g^{1\bar{\beta}} \bar{\nabla}_{\bar{\beta}} \bar{W}$, зависящие от $\bar{z}^{\bar{1}}$, имеют другую природу, однако можно произвести свертку таких членов с $\bar{F}^{\bar{1}}$. Поэтому значимые члены, пропорциональные $\bar{z}^{\bar{1}}$, будут умножаться на $\bar{F}^{\bar{1}}$, и это сделает их не зависящими от $\bar{F}$, что и имело место выше в суперконформном случае.

Таким образом, мы можем отождествить выражение $e^{K/2} g^{1\bar{\beta}} \bar{\nabla}_{\bar{\beta}} \bar{W}$ + фермионы, вычисленное в точке $z^1 = \bar{z}^{\bar{1}} = 0$, с рассматриваемой компонентой вспомогательного поля нильпотентного мультиплета. В этом процессе следует проявлять осторожность при отождествлении всех остальных членов в действии супергравитации, в котором киральный нильпотентный мультиплет выбран вне массовой поверхности. Полное действие при этом имеет вид, отличающийся от приведенного в разделе 18.1 монографии [13] тем, что следует взять его версию, в которой поле нильпотентного мультиплета находится вне массовой поверхности. В этом случае получается действие вида (3.17) с полем X , замененным на z . Если абстрагироваться от того факта, что $z = \chi^2/2F$, и проинтегрировать по F , считая переменную z не зависящей от F , то в результате получится стандартное действие супергравитации из раздела 18.1 книги [13]. Но если мы учитываем условие нильпотентности, начав с выражения (3.17), то в итоге получим действие (3.18) с членами, нелинейными по χ .

На практике, чтобы построить полное действие супергравитации, взаимодействующей с материей, требуется найти явные выражения для членов F_G , A , B и C , входящих в действие (3.17), при конкретных $K(z, \bar{z})$, $W(z)$ и f_{AB} . Как только эти выражения станут известными, полное нелинейное по фермионам действие будет описываться формулой (3.19). В этот момент уже не потребуются дополнительных шагов: все локальные симметрии типа симметрии Вейля, $U(1)$ -симметрии и специальной суперконформной симметрии уже будут фиксированы.

Таким образом, применение описанной выше методики непосредственно к описанию супергравитации дает определенное преимущество.

5. ФИКСАЦИЯ КАЛИБРОВКИ ДЛЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ СУПЕРСИММЕТРИИ

В супергравитации, взаимодействующей с мультиплетами материи и, в том числе, с нильпотентным мультиплетом, действие содержит следующие члены, перемешивающие гравитино ψ_μ с голдстино v и с комбинацией других фермионов:

$$\bar{\psi}^\mu \gamma_\mu v + \text{э.с.} = \bar{\psi}^\mu \gamma_\mu \left[\frac{1}{\sqrt{2}} e^{K/2} (\chi^i D_i W + \psi_s D_s W) + \frac{i}{2} P_L \lambda^A \mathcal{P}_A \right] + \text{э.с.} \quad (5.1)$$

Здесь ψ^s – фермион ВА, χ^i – фермионы из киральных мультиплетов материи, а λ^A – гаугино в терминологии монографии [13]. Все фермионные поля материи преобразуются под действием локальной суперсимметрии без производных по $\epsilon(x)$, включая фермион ВА [6]. Поэтому произвольная калибровка, алгебраическая относительно фермионных полей и не содержащая гравитино, автоматически оказывается унитарной, так как не требует введения полей духов. Калибровкой, преимущественной с точки зрения отсутствия смешивания гравитино с другими фермионами в минимуме потенциала, оказывается калибровка, в которой поле голдстино v обращается

в ноль:

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{K/2} (\chi^i D_i W + \psi_s D_s W) + \frac{i}{2} P_L \lambda^A \mathcal{P}_A = 0. \quad (5.2)$$

Однако в моделях с мультиплетами материи это калибровочное условие в случае общего положения при $\mathcal{P}_A \neq 0$ и $D_\alpha W \neq 0$ в минимуме потенциала приводит к действию исключительно сложного вида с крайне нелинейными выражениями для фермионов, происходящими из теории ВА. Преимущество калибровки $v = 0$ состоит в отсутствии смешивания гравитино с другими фермионами в теории. Недостаток состоит в том, что в случае, когда $D_i W \neq 0$ и $\mathcal{P}_A \neq 0$ для вакуума, действие оказывается очень сложным, так как при этом

$$\psi_s = -\frac{1}{D_s W} \left(\chi^i D_i W + \frac{i}{2} P_L \lambda^A \mathcal{P}_A \right). \quad (5.3)$$

Таким образом, действие как функция от независимых спиноров χ^i и λ^A содержит множество членов фермионных взаимодействий старших степеней.

Тем временем возможность выбрать унитарную калибровку

$$\psi_s = 0 \quad (5.4)$$

в общем случае значительно упрощает действие благодаря отсутствию фермионных членов выше четвертой степени, хотя в нем и присутствует смешивание между гравитино и фермионами для моделей, где в минимуме действия некоторые $D_i W \neq 0$ и $\mathcal{P}_A \neq 0$. Можно обойти эту трудность при помощи замены базиса, отщепляющей χ и λ от $\bar{\psi}^\mu \gamma_\mu$.

В калибровке (5.4) полное действие взаимодействующей с материей супергравитации с киральными и векторными мультиплетами и одним нильпотентным киральным мультиплетом можно получить следующим образом. Прежде всего отметим, что исходное действие для всех мультиплетов без ограничений представлено, например, в разделе 18.1 книги [13]; обозначим это действие через $e^{-1} \mathcal{L}^{\text{book}}$. Оно зависит от e_μ^a , ψ_μ , z^α , $\bar{z}^{\bar{\alpha}}$, χ^α , $\bar{\chi}^{\bar{\alpha}}$, A_μ^A , λ^A . Полное действие с локальной суперсимметрией имеет сложный вид ввиду негауссовой природы вспомогательного поля F^1 нильпотентного мультиплета ($z^1 = s$, $\chi^1 = \psi_s$, $F^1 = F_s$). Однако в унитарной калибровке (5.4) эта трудность исчезает: все члены с негауссовой зависимостью от F^1 входят с множителями $\psi_s^2/2F_s$ и обращаются в ноль в этой калибровке. Полное действие, задаваемое потенциалом K из (4.1) и величинами W , f_{AB} из формулы (4.2), вычисляется по стандартным правилам. Оно приведено, например, в монографии [13] (см. уравнения (18.6)–(18.19)) и имеет вид

$$e^{-1} \mathcal{L}^{\text{book}}(K(z^i, \bar{z}^{\bar{i}}; S, \bar{S}), W(z, S) f_{AB}(z, S)),$$

тем самым мы можем записать его как

$$e^{-1} \mathcal{L}^{\text{book}}(e_\mu^a, \psi_\mu, z^i, \bar{z}^{\bar{i}}, s, \bar{s}, \chi^i, \bar{\chi}^{\bar{i}}, \psi_s, \bar{\psi}_s, A_\mu^A, \lambda^A). \quad (5.5)$$

Локально суперсимметричное действие с нильпотентным мультиплетом S содержит члены, зависящие от ψ_s , которые не представлены в стандартном действии. Однако все такие члены исчезают в унитарной калибровке (5.4), в которой отсутствуют

физические поля мультиплета S . Поэтому полное действие супергравитации, взаимодействующей с материей в присутствии нильпотентного мультиплета, задается в калибровке (5.4) следующим выражением:

$$e^{-1}\mathcal{L}_{\text{unitary}} = e^{-1}\mathcal{L}^{\text{book}}(e_{\mu}^a, \psi_{\mu}, z^i, \bar{z}^{\bar{i}}, s, \bar{s}, \chi^i, \bar{\chi}^{\bar{i}}, \psi_s, \bar{\psi}_s, A_{\mu}^A, \lambda^A)|_{s=\psi_s=0}. \quad (5.6)$$

Несмотря на то что физические поля нильпотентного мультиплета s и ψ_s отсутствуют в унитарной калибровке, вспомогательное поле $F_s = -e^{K/2}g^{1\bar{1}}\bar{\nabla}_{\bar{\beta}}\bar{W} + \text{фермионы}$ все еще дает вклад, как видно из уравнения (2.3), и оказывает влияние на действие в унитарной калибровке. Вид полного действия тем самым отличается от вида действия с исключенным нильпотентным мультиплетом.

Например, в силу условия $|F_s|^2 = |D_SW|^2$ в потенциале имеются дополнительные положительно определенные члены. Также дополнительные члены возникают в формуле для масс физических фермионов благодаря членам, содержащим D_SW , и в случае, когда f_{AB} зависит от S . Тем не менее все такие члены включаются в стандартное действие (5.5), процедура расчета которого содержит суммирование по всем киральным мультиплетам, в том числе по $z^1 = s$.

Унитарная калибровка (5.4) оказывается полезной и удобной, если в точке вакуума все $D_iW = 0$ и только $D_sW \neq 0$, что приводит к отсутствию потенциалов Киллинга, $\mathcal{P}_A = 0$. В случае, когда в теории кроме нильпотентного мультиплета присутствует единственный киральный мультиплет инфлатона Φ , условие $D_{\Phi}W = 0$ выполняется в моделях инфляции, построенных на основании большинства моделей из работ [18], [19], в которых Φ играет роль мультиплета инфлатона. Если в теории присутствуют и другие, более общие, мультиплеты материи z^i , выполнение аналогичного условия достигается путем выбора канонического кэлерова потенциала $z^i\bar{z}^{\bar{i}}$ и квадратичного суперпотенциала $(z^i)^2$ и обеспечения минимума в точке $z^i = 0$, как было предложено в работе [19]. Поэтому в таких моделях калибровка (5.4) оказывается весьма полезной.

Вообще говоря, некоторые другие классы калибровочных условий, фиксирующих локальную суперсимметрию, также могут оказаться полезными. Исследование таких калибровочных условий откладывается на будущее. Это исследование будет основано на явной форме полного локально суперсимметричного действия, которая получена в работе [25] в рамках стратегии, предложенной в настоящей публикации.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе показано, что возможно включить в модели супергравитации общего вида нильпотентный мультиплет и вывести полное локально суперсимметричное действие в присутствии фермионов. Основным результатом работы является выражение (3.18); мы объяснили, почему это действие остается верным и в случае супергравитации, взаимодействующей с материей. Устранение вспомогательных полей из действия можно осуществить, несмотря на их негауссову зависимость, с применением той же процедуры, что и в случае чистой супергравитации де Ситтера из работы [6]. Явная реализация этой процедуры, равно как и построение таких супергравитаций общего вида типа де Ситтера, изложены в работе [25]. Для этого нам потребовалось найти конкретные выражения для абстрактных символов в формуле (3.18), которые верны в случае общих теорий супергравитации, взаимодействующей с материей. Как только такие выражения построены, окончательный

результат может быть представлен или в виде (3.18), или в виде (3.19). Отличительная черта этого ответа состоит в том, что все фермионные члены старших степеней в таком локально суперсимметричном действии с нелинейно реализованной суперсимметрией задаются в замкнутом виде.

Также мы обнаружили, что в унитарной калибровке, в которой поле фермиона нильпотентного мультиплета полагается равным нулю, полное действие имеет весьма простой вид (5.6). Взаимодействие фермионов в этой калибровке имеет порядок не выше четвертого. Однако можно налагать и другие калибровочные условия с некоторыми дополняющими свойствами. Представляется интересным вывести действие в других калибровках, в которых можно найти детализированное локально суперсимметричное действие, и исследовать физику таких моделей с нелинейно реализованной локальной суперсимметрией.

Класс моделей с супергравитацией общего вида, взаимодействующей с материей, и вакуумами де Ситтера, в которых суперсимметрия реализуется с помощью нелинейных преобразований, приводит к возникновению интересной феноменологии как в космологии, так и в физике элементарных частиц [18], [19]. Эти модели потенциально могут помочь в объяснении явлений темной энергии, инфляции и нарушения суперсимметрии. Именно в этой связи было полезно узнать, что действия таких теорий достаточно универсальны в случае взаимодействия с материей общего вида.

Благодарности. Автор выражает признательность E. Bergshoeff, J. J. M. Carrasco, K. Dasgupta, S. Ferrara, D. Freedman, A. Linde, F. Quevedo, A. Uranga и особенно A. Van Proeyen и T. Wrase за стимулирующие обсуждения и за совместную работу над проектами, связанными с данной тематикой.

Список литературы

- [1] G. 't Hooft, *Nucl. Phys. B*, **35**:1 (1971), 167–188.
- [2] Р. Э. Каллош, И. В. Тютин, *ЯФ*, **17**:1 (1973), 190–209.
- [3] G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys. B*, **50**:1 (1972), 318–353.
- [4] И. В. Тютин, *Калибровочная инвариантность в теории поля и статистической физике в операторной формулировке*, Препринт ФИАН № 39, ФИАН, М., 1975, [arXiv: 0812.0580](#).
- [5] C. Becchi, A. Rouet, R. Stora, *Ann. Phys.*, **98**:2 (1976), 287–321.
- [6] E. A. Bergshoeff, D. Z. Freedman, R. Kallosh, A. Van Proeyen, *Phys. Rev. D*, **92**:8 (2015), 085040, 13 pp., [arXiv: 1507.08264](#).
- [7] F. Hasegawa, Y. Yamada, *Component action of nilpotent multiplet coupled to matter in 4 dimensional $\mathcal{N} = 1$ supergravity*, [arXiv: 1507.08619](#).
- [8] D. V. Volkov, V. P. Akulov, *Phys. Lett. B*, **46**:1 (1973), 109–110.
- [9] I. Antoniadis, E. Dudas, S. Ferrara, A. Sagnotti, *Phys. Lett. B*, **733**:1 (2014), 32–35, [arXiv: 1403.3269](#).
- [10] E. Dudas, S. Ferrara, A. Kehagias, A. Sagnotti, *Properties of nilpotent supergravity*, [arXiv: 1507.07842](#); S. Ferrara, M. Porrati, A. Sagnotti, *Phys. Lett. B*, **749** (2015), 589–591, [arXiv: 1508.02939](#); I. Antoniadis, C. Markou, *Eur. Phys. J. C*, **75** (2015), 582, 9 pp., [arXiv: 1508.06767](#).
- [11] S. Ferrara, R. Kallosh, A. Linde, *JHEP*, **10** (2014), 143, 27 pp., [arXiv: 1408.4096](#).
- [12] R. Kallosh, L. Kofman, A. D. Linde, A. Van Proeyen, *Class. Quantum Grav.*, **17**:20 (2000), 4269–4338; Erratum, **21**:21 (2004), 5017–5018, [arXiv: hep-th/0006179](#).
- [13] D. Z. Freedman, A. Van Proeyen, *Supergravity*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2012.

- [14] S. M. Kuzenko, *Complex linear Goldstino superfield and de Sitter supergravity*, arXiv: 1508.03190.
- [15] S. Kachru, R. Kallosh, A. D. Linde, S. P. Trivedi, *Phys. Rev. D*, **68**:4 (2003), 046005, 10 pp., arXiv: hep-th/0301240; S. Kachru, R. Kallosh, A. D. Linde, J. M. Maldacena, L. P. McAllister, S. P. Trivedi, *JCAP*, **10** (2003), 013, 32 pp., arXiv: hep-th/0308055.
- [16] E. A. Bergshoeff, K. Dasgupta, R. Kallosh, A. Van Proeyen, T. Wrase, *JHEP*, **05** (2015), 058, 26 pp., arXiv: 1502.07627; R. Kallosh, T. Wrase, *JHEP*, **12** (2014), 117, 18 pp., arXiv: 1411.1121.
- [17] R. Kallosh, F. Quevedo, A. M. Uranga, *JHEP*, **12** (2015), 039, 32 pp., arXiv: 1507.07556.
- [18] R. Kallosh, A. Linde, *JCAP*, **01** (2015), 025, 10 pp., arXiv: 1408.5950; R. Kallosh, A. Linde, M. Scalisi, *JHEP*, **03** (2015), 111, 18 pp., arXiv: 1411.5671; A. Linde, *JCAP*, **02** (2015), 030, 8 pp., arXiv: 1412.7111; **05** (2015), 003, 5 pp., arXiv: 1504.00663; A. B. Lahanas, K. Tamvakis, *Phys. Rev. D*, **91**:8 (2015), 085001, 10 pp., arXiv: 1501.06547; R. Kallosh, A. Linde, *Phys. Rev. D*, **91**:8 (2015), 083528, 8 pp., arXiv: 1502.07733; J. J. M. Carrasco, R. Kallosh, A. Linde, D. Roest, *Phys. Rev. D*, **92**:4 (2015), 041301, 6 pp., arXiv: 1504.05557; M. Scalisi, *JHEP*, **12** (2015), 134, 14 pp., arXiv: 1506.01368; J. J. M. Carrasco, R. Kallosh, A. Linde, *α -Attractors: Planck, LHC and dark energy*, arXiv: 1506.01708.
- [19] G. Dall'Agata, F. Zwirner, *JHEP*, **12** (2014), 172, 18 pp., arXiv: 1411.2605.
- [20] M. Roček, *Phys. Rev. Lett.*, **41**:7 (1978), 451–453; E. A. Ivanov, A. A. Kapustnikov, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **11**:12 (1978), 2375–2384; U. Lindström, M. Roček, *Phys. Rev. D*, **19**:8 (1979), 2300–2303.
- [21] Z. Komargodski, N. Seiberg, *JHEP*, **09** (2009), 066, 34 pp., arXiv: 0907.2441.
- [22] S. M. Kuzenko, S. J. Tyler, *Phys. Lett. B*, **698**:4 (2011), 319–322, arXiv: 1009.3298.
- [23] P. K. Townsend, *Phys. Rev. D*, **15**:10 (1977), 2802–2804.
- [24] A. Saltman, E. Silverstein, *JHEP*, **01** (2006), 139, 24 pp., arXiv: hep-th/0411271; R. Kallosh, A. Linde, B. Vercnocke, T. Wrase, *JHEP*, **10** (2014), 011, 27 pp., arXiv: 1406.4866; M. C. D. Marsh, B. Vercnocke, T. Wrase, *JHEP*, **05** (2015), 081, 26 pp., arXiv: 1411.6625.
- [25] R. Kallosh, T. Wrase, *Phys. Rev. D*, **92**:10 (2015), 105010, 9 pp., arXiv: 1509.02137.

Поступила в редакцию 24.08.2015