ГРАВИТАЦИЯ, КОСМОЛОГИЯ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПОЛЯ

***

УДК 530.122.4, 524.85

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ИНФЛЯЦИЯ В КОНФОРМНОЙ ТЕОРИИ СУПЕРГРАВИТАЦИИ

Брандышев П. Е.[a,1], Фролов Б. Н.[a,2]

[a] Институт физики, технологии и информационных систем, Московский педагогический государственный университет (МПГУ), г. Москва, 119992, Россия

Рассматривается возможность описания космологической инфляции в конформной теории $N = 1$ супергравитации. Исследуются две космологические модели. Первая модель включает в себя одно скалярное поле с единичным конформным весом, являющееся комплексным обобщением так называемого дилатонного поля, используемого в конформных теориях гравитации. В рамках этой модели построена космологическая модель с положительной космологической постоянной. Вторая модель описывает спонтанное нарушение вейлевской масштабной инвариантности, в результате которого устанавливается значение гравитационной постоянной. В рамках этой модели также удается получить космологическое решение, описывающее инфляцию согласно закону Хаббла.

Ключевые слова: супергравитация, скалярные поля, космологические инфляционные модели, спонтанное нарушение масштабной инвариантности.

COSMOLOGICAL INFLATION IN SUPERSYMMETRIC CONFORMAL THEORY

Brandyshev P. E.[a,1], Frolov B. N.[a,2]

[a] Institute of Physics, Technology and Informational Systems, Moscow Pedagogical State University, Moscow, 119992, Russia

The possibility of describing cosmological inflation in the conformal theory of $N = 1$ supergravity is considered. Two cosmological models are investigated. The first model includes one scalar field with a unit conformal weight, which is a complex generalization of the so-called dilaton field used in conformal theories of gravity. Within the framework of this model, a cosmological model with a positive cosmological constant is constructed. The second model describes spontaneous violation of Weyl scale invariance, as a result of which the value of the gravitational constant is established. Within the framework of this model, it is also possible to obtain a cosmological solution describing inflation according to the Hubble law.

Keywords: supergravity, scalar fields, cosmological inflation models, spontaneous violation of scale invariance.

PACS: 12.60.Jv, 98.80.Cq
DOI: 10.17238/issn2226-8812.2018.3.4-18

[1]E-mail: petr.brandyshev@mail.ru
[2]E-mail: bn.frolov@mpgu.edu

Введение

Как известно, на уровне сверхсильных взаимодействий физические явления демонстрируют масштабную инвариантность (скейлинг Бьёркена). Поэтому существование такой симметрии можно ожидать в начале рождения Вселенной, когда энеретический выход был огромный. Гипотеза о масштабной инвариантности была положена в основу расчета начальной части спектра первичных флуктуаций плотности материи в ранней Вселенной – плато Харрисона–Зельдовича [1], подтвержденного последними наблюдательными данными по изучению анизотропии яркости реликтового излучения.

В силу этого для описания динамики полей в начале Вселенной было предложено применять не группу Пуанкаре, а группу Пуанкаре–Вейля [2–4]. В данной группе преобразования группы Пуанкаре дополнены преобразованиями подгруппы растяжений и сжатий (дилатаций) пространства-времени, которые в математическом смысле эквивалентны подгруппе Вейля масштабных преобразований. Следствием этой теории является требование существования геометризованного скалярного поля (имеющего такой же фундаментальный статус, как и метрический тензор), по своим свойствам аналогичное скалярному полю, введенному Дираком [7].

На основе трактовки группы Пуанкаре–Вейля как локальной группы была развита калибровочная теория гравитации Вейля–Дирака [2–4, 6, 7], в которой скалярное поле Дирака определяет эффективную гравитационную постоянную, описывающую темную энергию. Одним из следствий данной теории гравитации является найденное для сверхранней стадии развития Вселенной решение в виде резкого экспоненциального спада эффективной космологической постоянной [7–11], предельное значение которой совпадает с ее современным значением, что позволяет обосновать ускоренное расширение Вселенной в современную эпоху. Этот результат даёт основу для решения важной проблемы современной фундаментальной физики – проблемы космологической постоянной [12,13], которая заключается в различии на сто двадцать порядков между огромной величиной космологической постоянной, вычисляемой в квантовой теории поля на основе оценки вкладов от квантовых флуктуаций в энергию вакуума, и крайне малого значения ее экспериментальной оценки на основании современных наблюдений в космологии.

Теории с масштабной инвариантностью могут быть интересны по многим причинам. Во первых, изо всех дополнительных симметрий, которые могли бы существовать в природе, помимо уже открытых, масштабная инвариантность - единственная симметрия, имеющая ясный и очевидный физический смысл - эта симметрия, будучи спонтанно нарушенной [14], задает масштаб расстояний в пространстве. До спонтанного нарушения симметрии не существует объективного способа различать большие и малые расстояния [15] в силу инвариантности относительно изменения масштаба. После спонтанного нарушения масштабной инвариантности в пространстве-времени возникает единица длины, что дает возможность существововаанию частиц с ненулевой массой покоя. Экспериментально обнаруживаемое нарушение масштабной инвариантности связано с наличием масс покоя элементарных частиц.

Второе преимущество теорий с спонтанно нарушенной масштабной инвариантностью, возможно, связано с квантовой гравитацией. Так как в теории с точной масштабной инвариантностью в некотором смысле нет разницы между большими и малыми расстояниями, исследование таких теорий теоретически может пролить свет на поведение гравитации на планковских масштабах и соответственно может способствовать лучшему пониманию природы квантовой гравитации, а возможно, и квантовой теории в целом.

По ряду соображений масштабную инвариантность целесообразно расширить до конформной симетрии [16]. Недавно было показано [17], что локальная конформная симметрия, возможно, позволяет разрешить известный парадокс Хокинга, связанный с потерей информации в черной дыре, и получить решение без сингулярностей. Также немалый интерес к конформной инвариантности был вызван открытием голографической дуальности или AdS/CFT–соответствия между теорией суперструн в пространстве анти де Ситтера и конформной теорией поля на границе данного пространства (см. обзоры [18] и [19] и цитированную там литературу). В частности, большие надежды возлагались на возможность решения проблемы конфайнмента в рамах таких дуальных моделей (см. там же)

Известно, что скалярные поля с необходимостью возникают в конформной теории суперсимметрии. Ранее [20, 21] были проведены исследования по изучению особеностей инфляционного поведения в конформной супергравитии. Целью настоящей работы является выяснение того, как скалярные поля, возникающие в конформной супергравитии, влияют на инфляционные свойства ранней Вселенной.

1. Конформно инвариантные действия в теории супергравитации

Мы будем строить конформно инвариантное действие $N = 1$ супергравитации с помощью метода, описанного в работах [22] и [23]. Конформная группа определяется генераторами дилатаций D и конформных бустов K^m, а также генераторами группы Пуанкаре M_{mn} и P_m. Коммутационные соотношения алгебры Ли конформной группы имеют вид

$$[M_{mn}, M^{pq}] = 4M_{[m}{}^{[q}\delta^{p]}{}_{n]}, \quad [M^{mn}, P_q] = 2P^{[m}\delta^{n]}{}_q, \tag{1}$$

$$[P^m, K_n] = 2(\delta^m{}_n D - M^m{}_n), \quad [K^m, K^n] = 0, \tag{2}$$

$$[M^{mn}, K_p] = 2K^{[m}\delta^{n]}{}_p, \quad [M^{mn}, D] = 0, \tag{3}$$

$$[P^m, D] = P^m, \quad [K^m, D] = -K^m, \tag{4}$$

Инфинитезимальное преобразование имеет вид

$$U(1 + \omega, \varepsilon, \lambda, \rho) = I + (1/2)\varepsilon_{mn}M^{mn} + \varepsilon_m P^m + \varepsilon D + \rho_m K^m. \tag{5}$$

Оно порождает бесконечно малое преобразование координат

$$\delta x^m = \varepsilon^m + \varepsilon^{mn}x_n + \lambda x^m + \rho_m x^n x_n - 2\rho^n x_n x^m. \tag{6}$$

Это наиболее общий вид преобразований, сохраняющих причинную структуру пространства-времени (преобразований, инвариантных на световом конусе).

Алгебра суперсимметрии является градуированной алгеброй Ли. Генераторы суперсимметрии удовлетворяют следующим антикоммутационным соотношениям

$$\{Q^\alpha, Q^\beta\} = 2(\gamma^m C^{-1})^{\alpha\beta} P_m. \tag{7}$$

где Q_α - четырехкомпонентый майорановский спинор, $\alpha = 1, 2, 3, 4$, C - матрица зарядового сопряжения, γ^m - матрица Дирака.

Суперконформная алгебра является обобщением конформной алгебры. К генераторам конформной группы D, K^m, M_{mn} и P_m добавляются спинорные генераторы суперсимметрии Q_α. Генераторы D, M_{mn}, P_m и Q_α образуют замкнутую градуированную подалгебру (здесь для краткости мы опускаем спинорные индексные обозначения)

$$\{Q, Q^T\} = 2(\gamma^m C^{-1})P_m, \quad [Q, M_{mn}] = \sigma_{mn}Q, \tag{8}$$

$$[Q, D] = \frac{1}{2}Q, \quad [Q, P_m] = 0. \tag{9}$$

Однако, коммутатор генераторов конформных бустов и генераторов суперсимметрии порождает новый тип симметрии (называемой S-суперсимметрией), генератор которой обозначается S_α (и является майорановским спинором подобно Q_α)

$$[Q, K_m] = -\gamma_m S, \tag{10}$$

Поэтому, чтобы построить замкнутую алгебру, необходимо ввести дополнительный генератор S-суперсимметрии, который удовлетворяет соотношениям

$$\{S, S^T\} = -2(\gamma^m C^{-1})K_m, \quad [S, P_m] = \gamma_m Q, \tag{11}$$

$$[S, M_{mn}] = \sigma_{mn} S, \quad [S, D] = -\frac{1}{2}S, \quad [S, K_m] = 0. \tag{12}$$

Если вычислить антикоммутатор Q и S, то можно показать, что для замыкания суперконформной алгебры необходимо также включить генераторы U киральных преобразований группы $U(1)$,

$$\{Q, S^T\} = 2C^{-1}D - 2\sigma_{mn}C^{-1}M^{mn} - 4i\gamma_5 C^{-1}U, \tag{13}$$

$$[Q, U] = -\frac{3}{4}i\gamma_5 Q, \quad [S, U] = \frac{3}{4}i\gamma_5 S, \tag{14}$$

$$[U, P_m] = [U, M_{mn}] = [U, D] = [U, K_m] = 0. \tag{15}$$

Существует координатное представление суперконформной алгебры, которое имеет вид

$$M_{mn} = x_m\partial_n - x_n\partial_m + \bar\theta\sigma_{mn}\frac{\partial}{\partial\bar\theta}, \tag{16}$$

$$P_m = \partial_m, \quad U = -\frac{3}{4}i\bar\theta\gamma_5\frac{\partial}{\partial\bar\theta}, \quad D = x^m\partial_m + \frac{1}{2}\bar\theta\frac{\partial}{\partial\bar\theta}, \tag{17}$$

$$K_m = 2x_m x^n\partial_n - x^2 x_m - \bar\theta\gamma^n x_n\gamma^m\frac{\partial}{\partial\bar\theta} - \frac{1}{2}(\bar\theta\theta)^2\partial_m - \bar\theta\theta(\bar\theta\gamma_m\frac{\partial}{\partial\bar\theta}), \tag{18}$$

$$\begin{aligned} S^\alpha = {} & (\bar\theta\theta\frac{\partial}{\partial\bar\theta} + \bar\theta\gamma_5\theta\gamma_5\frac{\partial}{\partial\bar\theta})^\alpha + \frac{1}{2}(\bar\theta\gamma_5\gamma_m\theta)(\gamma_5\gamma^m\frac{\partial}{\partial\bar\theta})^\alpha \\ & +(x_m\gamma^m\gamma^n\theta\partial_n - \gamma^m x_m\frac{\partial}{\partial\bar\theta} + \bar\theta\theta\gamma^m\theta\partial_m)^\alpha, \end{aligned} \tag{19}$$

$$Q = \frac{\partial}{\partial\bar\theta} - \gamma^m\theta\partial_m, \tag{20}$$

где θ - четырехкомпонентный майорановский спинор, компоненты которого являются антикоммутирующими координатами (грассмановыми числами). Подставив (16)–(20) в (1)–(4) и (8)–(15), можно показать, что эти дифференциальные генераторы действительно реализуют координатное представление суперконформной алгебры.

Соотношения алгебры (1)–(4) и (8)–(15) можно записать в сокращенной форме,

$$[T_A, T_B]_\pm = f^C{}_{AB}T_C. \tag{21}$$

Введем бесконечно малое суперконформное преобразование

$$G = I + \varepsilon, \quad \varepsilon = \varepsilon^A T_A, \tag{22}$$

где ε_A – инфинитезимальные параметры преобразований, T_A – генераторы суперконформной группы,

$$T_A = (P_a, M_{mn}, D, K_n, U, Q, S), \tag{23}$$

$$\varepsilon^A = (\varepsilon^a, \varepsilon^{mn}, \lambda, \rho^n, \alpha, \bar\varepsilon, \bar\eta), \tag{24}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon = \varepsilon^A T_A = \varepsilon^a P_a + (1/2)\varepsilon^{mn}M_{mn} + \lambda D + \rho^n K_n \\ +\alpha U + \bar\xi Q + \bar\eta S, \end{aligned} \tag{25}$$

где ξ, η – майорановские спиноры. Ковариантная производная имеет стандартный вид

$$\hat D_\mu = \partial_\mu - W_\mu, \tag{26}$$

где вводятся калибровочные поля

$$W_\mu = W^A_\mu T_A = e^a{}_\mu P_a + (1/2)\omega^{mn}{}_\mu M_{mn} + \omega b_\mu D + f_\mu{}^n K_n \\ +cA_\mu U + \bar{\psi}_\mu Q + \bar{\varphi}_\mu S. \tag{27}$$

где ψ_μ – поле гравитино, которое является спин-вектором Рариты-Швингера, то есть по индексу μ оно преобразуется как вектор, но кроме того, оно имеет внутренний спинорный индекс α, по которому оно преобразуется как майорановский четырехкомпонентный спинор (подобно θ), φ_μ – также является спинвектором. Таким образом, полная ковариантная производная принимает вид

$$\hat{D}_\mu = \partial_\mu - e^a{}_\mu P_a - (1/2)\omega^{mn}{}_\mu M_{mn} - \omega b_\mu D - f_\mu{}^n K_n \\ -cA_\mu U - \bar{\psi}_\mu Q - \bar{\varphi}_\mu S, \tag{28}$$

где c – киральный вес. Конформная инвариантность требует, чтобы киральный вес $c = w/2$. Тензор кривизны, как обычно, определяется следующим образом,

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} = \mathcal{R}^A{}_{\mu\nu} T_A = [\hat{D}_\mu, \hat{D}_\nu]. \tag{29}$$

Таким образом, можно записать

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} = 2\partial_{[\mu} W_{\nu]} - [W_\mu, W_\nu], \tag{30}$$

или, более подробно,

$$\mathcal{R}^A{}_{\mu\nu} = \partial_\mu W^A{}_\nu - \partial_\nu W^A{}_\mu - f^A{}_{BC} W^B{}_\mu W^C{}_\nu. \tag{31}$$

Рассмотрим киральное суперполе, которое содержит только левый спинор χ_L в составе компонентных полей. Так как суперкоординаты θ_α антикоммутируют, произвольное киральное суперполе можно разложить в конечный ряд по суперкоординатам

$$\Sigma = \phi + \bar{\theta}\chi_L + \bar{\theta}(\frac{1+\gamma_5}{2})\theta F + \frac{1}{2}\bar{\theta}\gamma_5\gamma_m\theta\partial^m\phi \\ -\frac{1}{2}(\bar{\theta}\gamma_5\theta)(\bar{\theta}\gamma^m\partial_m\chi_L) - \frac{1}{8}(\bar{\theta}\gamma_5\theta)^2\Box\phi. \tag{32}$$

Обычно используется краткая форма записи

$$\Sigma = [\phi, \chi, F]. \tag{33}$$

Комплексные скалярные поля ϕ и F и спинорное майорановское четырехкомпонентное поле χ образуют супермультплет (неприводимое представление группы суперсимметрии). Мы знаем, как генераторы суперконформной группы действуют на суперполя — из определния (16)–(20) следует, что эти генераторы являются дифференциальными операторами. Законы преобразования компонентных полей (коэффициентов разложения ϕ, ψ и F) можно найти из равенства

$$\varepsilon\Sigma = \delta(\varepsilon)\phi + \bar{\theta}(\delta(\varepsilon)\chi_L) + \bar{\theta}(\frac{1+\gamma_5}{2})\theta(\delta(\varepsilon)F) \\ +\frac{1}{2}\bar{\theta}\gamma_5\gamma_m\theta\partial^m(\delta(\varepsilon)\phi) - \frac{1}{2}(\bar{\theta}\gamma_5\theta)\bar{\theta}\gamma^m\partial_m(\delta(\varepsilon)\chi_L) \\ -\frac{1}{8}(\bar{\theta}\gamma_5\theta)^2\Box(\delta(\varepsilon)\phi). \tag{34}$$

Здесь подразумевается, что оператор ε в левой части равенства действует на суперполе в соответствии с определением (16)–(20). А оператор δ в правой части равенства действует только на компонентные поля, не затрагивая суперкоординаты θ. Обычно рассматривается подгруппа $H = G \setminus \{P_a\}$, которая содержит все генераторы суперконформной группы, кроме трансляций.

Приравнивая множители при равных степенях по θ слева и справа, получим

$$\delta\phi = \omega\lambda\phi + \frac{1}{2}iw\alpha\phi + \bar{\xi}\chi_L, \tag{35}$$

$$\delta\chi_L = \frac{1}{2}\varepsilon^{mn}\sigma_{mn}\chi_L + \Big(\omega+\frac{1}{2}\Big)\lambda\chi_L + \frac{1}{2}i\Big(\omega-\frac{3}{2}\Big)\alpha\chi_L \\ +2(\gamma^n D^c_n\phi\xi_R + F\xi_L + \omega\phi\eta_L), \tag{36}$$

$$\delta F = (\omega+1)\lambda F + \frac{1}{2}i(\omega-3)\alpha F + \bar{\xi}_R\gamma^n D^c_n\chi_L - 2(\omega-1)\bar{\eta}_L\chi_L, \tag{37}$$

где σ_{mn} – генератор спинорного представления группы Лоренца, имеющий стандартный вид

$$\sigma_{mn} = \frac{1}{4}[\gamma_m, \gamma_n]. \tag{38}$$

Заметим, что здесь мы рассматриваем локальные преобразования, поэтому обычные частные производные заменяются на ковариантные производные

$$D^c_\mu = \partial_\mu - \delta_H(W_\mu), \quad D^c_m = h_m{}^\mu D^c_\mu. \tag{39}$$

Таким образом, для получения длинной производной достаточно просто заменить параметры ε^A преобразования δ_H на калибровочные поля $W^A{}_\mu$ и вычесть это преобразование из частной производной. Заменяя ε^{mn},λ, ρ^n, α, $\bar{\xi}$, $\bar{\eta}$ на калибровочные поля $\omega^{mn}{}_\mu$, b_μ, $f_\mu{}^n$, A_μ, $\bar{\psi}_\mu$, $\bar{\varphi}_\mu$, соответственно, получим

$$D^c_\mu\phi = \partial_\mu\phi - \omega b_\mu\phi - \frac{1}{2}i\omega A_\mu\phi - \bar{\psi}_\mu\chi_L, \tag{40}$$

$$D^c_\mu\chi_L = \partial_\mu\chi_L - \frac{1}{2}\omega_\mu{}^{mn}\sigma_{mn}\chi_L - \Big(\omega+\frac{1}{2}\Big)b_\mu\chi_L - \frac{1}{2}i\Big(\omega-\frac{3}{2}\Big)A_\mu\chi_L \\ -2(\gamma^n D^c_n\phi\psi_{\mu R} + F\psi_{\mu L} + \omega\phi\varphi_{\mu L}). \tag{41}$$

Конформный вес суперполя определяется по конформному весу компоненты низшей размерности, то есть если поле ϕ имеет конформный вес w и в результате инфинитезимальных масштабных преобразований изменяется следующим образом

$$\delta\phi = w\lambda\phi, \tag{42}$$

где λ – параметр преобразования, то по определению утверждается, что суперполе Σ имеет конформный вес w и обозначается Σ_w. F-член имеет конформный вес $w+1$,

$$\delta F = (w+1)\lambda F. \tag{43}$$

В конформной супергравитации так же как в обычной супергравитации Пуанкаре в результате преобразований суперсимметрии F–член изменяется на полную производную, поэтому он используется в качестве лагранжевой плотности при построении суперсимметричного действия (лагранжеву плонтость данного типа назовем плотностью F-типа).

В случае локальной суперсимметрии к F–члену обычно добавляются слагаемые зависящие от поля гравитино, которые также имеют конформный вес $w+1$, и все это умножается на определитель тетрады. Определитель тетрады имеет конформный вес -4, поэтому для получения действия конформной теории супергравитации необходимо в качестве лагранжевой плотности использовать F–член, который в случае глобальных конформных преобразований имел бы конформный вес 4. Значит действие должно включать в себя F–член только такого суперпотенциала, который являются супеполем с конформным весом $w=3$. Тогда, как было показано выше, F-член будет иметь вес $w+1=4$. С помощью метода Нетер можно показать, что в конформной супергравитации инвариантная плотность F-типа суперполя с конформным весом 3 имеет вид

$$[\Sigma_{(w=3)}]_F = e(F + \bar{\psi}_{R\mu}\gamma^\mu\chi_L + \bar{\psi}_{R\mu}\sigma^{\mu\nu}\psi_{R\nu}\phi + h.c.). \tag{44}$$

Теория также должна содержать действительное суперполе. Рассмотрим действительное суперполе с конформным весом 2,

$$V = (C, \xi, \mathcal{H}, B_\mu, \psi, D), \quad w(V) = 2, \tag{45}$$

$$
\begin{aligned}
V = C - i(\bar\theta\gamma_5\xi) - i(\bar\theta\gamma_5\theta)\mathrm{Re}(\mathcal{H}) - (\bar\theta\theta)\mathrm{Im}(\mathcal{H}) + \frac{i}{2}(\bar\theta\gamma_5\gamma^\mu\theta)B_\mu \\
-i(\bar\theta\gamma_5\theta)(\bar\theta\psi + \frac{1}{2}\bar\theta\gamma^\mu\partial_\mu\xi) - \frac{1}{4}(\bar\theta\gamma_5\theta)^2(D + \frac{1}{2}\Box C),
\end{aligned}
\tag{46}
$$

которое образует супермультиплет, включающий в себя два спинорных поля ξ и ψ, одно действительное скалярное поле C и два комплексных скалярных поля $\mathcal{H}$ и D, а также одно векторное поле B_μ. Поле D – стандартный D–член, который так же как и F–член в результате преобразований суперсимметрии меняется на полную дивергенцию, поэтому используется в качестве лагранжевой плотности (плотности D-типа). Введем оператор

$$
P_L = \frac{1}{2}\overline{\mathcal{D}}(1-\gamma_5)\mathcal{D},
\tag{47}
$$

где $\mathcal{D}$ - суперпроизводная

$$
\mathcal{D} = \frac{\partial}{\partial\bar\theta} + \gamma^m\theta\partial_m.
\tag{48}
$$

Как известно, в случае глобальной суперсимметрии этот оператор является проектором на киральные состояния, то есть, действуя этим оператором на произвольное суперполе (например, действительное суперполе), мы получим киральное (или если более точно, левокиральное) суперполе,

$$
\Sigma(V) = P_L V.
\tag{49}
$$

Компоненты этого кирального суперполя имеют вид

$$
\Sigma(V) = (\mathcal{H}^*, i(\psi_L + \gamma^\mu\partial_\mu\xi_R), -(D + \partial_\mu\partial^\mu C + i\gamma^\mu\partial_\mu B^\mu)).
\tag{50}
$$

В случае локальной суперсимметрии обычные производные просто заменяются на ковариантные производные D^c_μ, которые определяются аналогично производным (40)-(41),

$$
\begin{aligned}
\Sigma(V) = (\mathcal{H}^*, i(\psi_L + \gamma^\mu D^c_\mu\xi_R), -(D + D^c_\mu D^\mu_c C + i\gamma^\mu D^c_\mu B^\mu)), \\
w(\Sigma) = 3.
\end{aligned}
\tag{51}
$$

Таким образом мы можем образовать киральное суперполе из векторного суперполя. Причем если исходное векторное поле (46) имело конформный вес 2, то полученное киральное суперполе (51) будет иметь конформный вес 3 (см. [22]), и следовательно это киральное суперполе может быть использовано для построения конформно инвариантного действия. Подставляя (51) в формулу плотности F-типа (44), мы получим локальное обобщение плотности D-типа для действительного суперполя с конформным весом 2

$$
[V_{w=2}]_D = e(D + \Box C - \frac{1}{2}\bar\psi_{R\mu}\gamma^\mu i(\lambda_L + \gamma^\mu D^c_\mu\xi_R) - \frac{1}{2}\bar\psi_{R\mu}\sigma^{\mu\nu}\psi_{R\nu}\mathcal{H}^*),
\tag{52}
$$

где даламбертиан $\Box = D^c_\mu D^\mu_c$.

То есть мы получили обобщение лагранжевой плотности D-типа, инвариантное относительно локальных преобразований суперконфомрной группы. Используя уравнения так называемых стандартных связей (см. [23]) можно показать, что лагранжеву плотность (52) можно переписать в более привычном виде (подобно обычной теории супергравитации Пуанкаре)

$$
\begin{aligned}
V_D = e(D + \frac{1}{3}C(\hat R + \bar\psi_\mu R^\mu) - \frac{1}{2}\bar\psi_\mu\gamma^\mu i\gamma_5\psi - \bar\varphi_\mu\gamma^\mu i\gamma_5\xi \\
+\frac{1}{4}i\varepsilon^{\mu\nu\lambda\eta}\bar\psi_\mu\gamma_\nu\psi_\lambda(B_\eta - CA_\eta - \frac{1}{2}\bar\psi_\eta\xi)),
\end{aligned}
\tag{53}
$$

где

$$
R^\mu = \gamma_5\gamma_\nu D^\omega_\lambda\psi_\rho\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho},
\tag{54}
$$

а D^ω_λ – лоренц-ковариантная производная

$$
D^\omega_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{8}[\gamma_m, \gamma_n]\omega_\mu{}^{mn},
\tag{55}
$$

$$\gamma_\mu = e^n{}_\mu \gamma_n, \tag{56}$$

$$\hat{R} = e_a{}^\mu e_b{}^\nu \hat{R}^{ab}{}_{\mu\nu}, \quad \hat{R}^{ab}{}_{\mu\nu} = \mathcal{R}^{ab}{}_{\mu\nu}\Big|_{f_\mu{}^n=0}, \tag{57}$$

$$\hat{R}^{ab}{}_{\mu\nu} = 2\partial_{[\mu} w_{\nu]}{}^{ab} - 2w_{[\mu}{}^{ac} w_{\nu]c}{}^b + \bar{\psi}_{[\mu}\sigma^{ab}\varphi_{\nu]}, \tag{58}$$

$$w_\mu{}^{ab}(e,b,\psi) = w_\nu{}^{ab}(e,b) - \frac{1}{4}(\bar{\psi}^a\gamma_\mu\psi^b + \bar{\psi}_\mu\gamma^a\psi^b - \bar{\psi}_\mu\gamma^b\psi^a), \tag{59}$$

$$w_\mu{}^{ab}(e,b) = -\omega_\nu{}^{ab}(e) + 2b^{[a}e^{b]}{}_\mu, \tag{60}$$

где $\omega_\nu{}^{ab}(e)$ – обычная лоренцева связность. Можно показать, что поле b_μ исчезает из действия (53) в силу его инвариантности относительно конформных бустов [16]. Поэтому далее будем полагать $b_\mu = 0$.

2. Космологические модели

Понятно, что для построения реалистической космологической модели необходимо получить лагранжиан с положительной гравитационной постоянной. Но дело в том, что в конформных теориях супергравитации эта константа вообще говоря не положительна и зависит от точки пространства-времени. Было показано, что реалистическую модель с положительной гравитационной постоянной можно получить, используя скалярное поле с единичным конформным весом, являющееся духом, то есть имеющее положительный знак кинематического члена при сигнатуре $(+++-)$ (см. напр. [16]). Причем здесь возможны два варианта развития событий. Дело в том, что если поле является духом, то F–член, генерируемый его суперпотенциалом, дает только отрицательный вклад в энергию вакуума (если суперпотенциал вообще существует). Поэтому для получения вакуумных решений с положительной плотностью темной энергии необходимо вводить либо дополнительное калибровочное поле, так как в этом случае положительный вклад в энергию вакуума может давать D–член векторного супермультиплета V, либо еще одно скалярное поле, не являющееся духом.

Первая модель достаточно проста, так как предполагает наличие единственного скалярного поля (дилатона) и космологического Λ–члена, который генерируется за счет взаимодействия этого скалярного поля с калибровочным полем. При этом зависимость гравитационной постоянной от точки пространства-времени устраняется простым вейлевским преобразованием масштаба. Для простоты в качестве калибровочной группы будем рассматривать $U(1)$. Тогда действие запишется в виде

$$S = \int d^4x\Big(-\frac{1}{2}[\Sigma_0^* e^{-2gV_0}\Sigma_0]_D + \frac{1}{2}\mathrm{Re}[W_\alpha C^{\alpha\beta}W_\beta]_F\Big), \tag{61}$$

где Σ_0 – компенсаторное киральное суперполе единичного кирального и конформного веса, W_α – киральное суперполе со спинорным индексом α, определяющее напряженность векторной компоненты действительного суперполя V_0 с нулевым конформным весом, $C^{\alpha\beta}$ – матрица зарядового сопряжения. Таким образом векторное суперполе $\Sigma_0^* e^{-2V_0}\Sigma_0$ имеет суммарный конформный вес 2, поэтому его D-член действительно является конформно инвариантным. Суперполе W в случае глобальной суперсимметрии вычисляется следующим образом

$$W_\alpha = -\frac{1}{8}\overline{\mathcal{D}}(1-\gamma_5)\mathcal{D}\mathcal{D}_\alpha V_0. \tag{62}$$

А затем, чтобы получить локальный супермультиплет, обычные частные производные заменяются на ковариантные производные, обеспечивающие инвариантность относительно локальных преобразований полной суперконформной группы [16]. Киральное суперполе W_α имеет конформный вес $\frac{3}{2}$. Следовательно $W_\alpha C^{\alpha\beta}W_\beta$ имеет конформный вес 3.

Вторая модель допускает генерацию гравитационной постоянной в результате спонтанного нарушения масштабной инвариантности. Следует отметить, что в данном случае также целесообразно введение дополнительной калибровочной симметрии, так как наличие полей, нейтральных относительно всех групп симметрии теории в результате вторичного квантования может приводить к бесконечным петлевым поправкам (см. монографию [24]). С другой стороны введение новой симметрии, дополнительно к симметриям стандартной модели, приводит к тому, что прямые взаимодействия данных полей с уже открытыми частицами стандартной модели могут быть запрещены законами сохранения, а это объясняет, почему эти поля до сих пор не были обнаружены на БАК. Следовательно кванты таких полей являются естественными кандидатами на роль частиц космологического темного сектора, а именно скалярные поля могут быть составляющей темной энергии (точнее их вакуумное среднее), а их суперпартнеры - составляющей темной материи. Причем если законы сохранения запрещают квантам этих полей распадаться на частицы стандартной модели, то первые могут оказаться стабильными, даже имея достаточно большие массы. Для простоты рассмотрим группу $U(1)$. Действие для двух суперполей с единичным конфрмным весом имеет вид

$$\begin{aligned} S = \int d^4x \Big(&-\frac{1}{2}[\Sigma_0^* e^{-2gq_1 V_0}\Sigma_0]_D + \frac{1}{2}[\Sigma^* e^{-2gq_2 V_0}\Sigma]_D \\ &+\frac{1}{2}\mathrm{Re}[W_\alpha C^{\alpha\beta} W_\beta]_F + 2\mathrm{Re}[f(\Sigma,\Sigma_0)]_F\Big), \end{aligned} \tag{63}$$

где единственно возможный суперпотенциал, удовлетворяющий конформной симметрии и законам сохранения, имеет вид

$$f(\Sigma,\Sigma_0) = \lambda\Sigma\Sigma_0^2, \tag{64}$$

причем заряды заданы следующим образом

$$q_1 = 1, \quad q_2 = -2. \tag{65}$$

Этот суперпотенциал имеет конформный вес 3, значит его F–член также конформно инвариантен.

3. Космологическая постоянная

Рассмотрим первую модель, о которой шла речь в предыдущем разделе. Бозонная часть действия (61) имеет вид

$$S = \int d^4x e\Big(D_\mu\phi^* D^\mu\phi - V_D + \frac{1}{6}|\phi|^2 R - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\Big), \tag{66}$$

где

$$\begin{aligned} D_\mu\phi &= \partial_\mu\phi - \frac{i}{2}A_\mu\phi - \tilde{g}\frac{i}{2}B_\mu\phi, \\ F_{\mu\nu} &= \partial_{[\mu}B_{\nu]}. \end{aligned} \tag{67}$$

$\tilde{g}$ – калибровочная константа связи, B_μ – векторная компонента супермультиплета V_0, V_D – потенциал, зависящий от D–члена суперполя V_0,

$$V_D = \frac{D^2}{2}, \quad D = \frac{\tilde{g}}{2}|\phi|^2. \tag{68}$$

Легко заметить, что лагранжиан не содержит кинематического члена поля A_μ, значит это поле вспомогательное, а не динамическое и его можно исключить из лагранжиана. В данном случае удобно использовать представление

$$\phi = \beta e^{i\omega}. \tag{69}$$

где β и ω – вещественные поля. Тогда, варьируя действие по полю A_μ, при $\beta \neq 0$ получим равенство

$$\frac{1}{2}(A_\mu + \tilde{g}B_\mu) = \partial_\mu\omega. \tag{70}$$

Подставив это равенство в лагранжиан, можно показать, что поле ω исчезает из лагранжиана и действие принимает вид

$$S = \int d^4x e\Big(\partial_\mu\beta\partial^\mu\beta - \frac{\tilde{g}^2}{8}\beta^4 + \frac{1}{6}\beta^2 R - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\Big), \tag{71}$$

Зависимость гравитационной постоянной от точки пространства-времени устраняется вейлевским масштабным преобразованием

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = \frac{\beta^2\kappa}{6} g_{\mu\nu}, \tag{72}$$

где $\kappa = 8\pi G$, где G – ньютоновская гравитационная постоянная, (мы используем систему единиц, в которой скорость света $c = 1$, но если использовать стандартную систему единиц, то данное равенство принимает вид $\kappa = 8\pi G/c^3$). Тогда скалярная кривизна преобразуется по формуле

$$eg^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = \Big(\frac{\beta^2\kappa}{6}\Big)^{-1} \tilde{e}\tilde{g}^{\mu\nu}\Big[\tilde{R}_{\mu\nu} - \frac{3}{2}\partial_\mu\Big(\ln\Big(\frac{\beta^2\kappa}{6}\Big)\Big)\partial_\nu\Big(\ln\Big(\frac{\beta^2\kappa}{6}\Big)\Big)\Big]. \tag{73}$$

В данном случае предполагается, что геометрия физического пространства-времени описывается конформно инвариантной метрикой $\tilde{g}_{\mu\nu}$, а не $g_{\mu\nu}$. Тогда, подставив в лагранжиан (72), (73) и поделив его на 2, мы получим действие с положительной космологической постоянной

$$\tilde{S} = \int d^4x\tilde{e}\Big(\frac{1}{2\kappa}\tilde{R} - \Lambda - \frac{1}{8}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\Big), \tag{74}$$

где

$$\Lambda = \frac{9\tilde{g}^2}{4\kappa^2}. \tag{75}$$

Данная модель не предполагает спонтанного нарушения симметрии, так как потенциал не имеет отличного от нуля минимума. Далее мы рассмотрим совершенно иную модель, в рамках которой возможно спонтанное нарушение симметрии.

4. Спонтанное нарушение конформной инвариантности

Механизм спонтанного нарушения симметрии заключается в следующем [24]. Как известно, вакуум является состоянием с наименьшей энергией. Поэтому сначала строится лагранжиан, включающий скалярные поля, с потенциалом $U(\varphi)$, который должен иметь по меньшей мере один локальный минимум, отличный от нуля. Затем каждое из данных скалярных полей φ представляется в виде суммы

$$\varphi = \varphi_0 + \hat{\varphi}, \tag{76}$$

вакуумного среднего $\varphi_0 = \langle\varphi\rangle$ и квантового поля $\hat{\phi}$ (или квантового возмущения), которое при квантовании превращается в оператор (предполагается, что в вакууме это квантовое поле равно нулю). Чтобы найти вакуумные решения, квантовые поля приравнивают к нулю $\hat{\varphi} = 0$, и все скалярные поля в полевых уравнениях движения заменяются их вакуумными средними $\phi = \phi_0$. Вакуумные средние скалярных полей должны удовлетворять условию экстремальности потенциала

$$\frac{\partial U}{\partial\varphi}\Big|_{\varphi=\varphi_0} = 0. \tag{77}$$

Решения таких уравнений называются вакуумными решениями, так как определяют плотность энергии вакуума (или темной энергии), которая является постоянной величиной, не зависящей от точки пространства. Для того, чтобы симметрия была спонтанно нарушена, вакуумные средние скалярных полей должны соответствовать положению устойчивого равновесия (минимуму потенциала), следовательно вторая производная от эффективного потенциала должна быть больше нуля в точке $\varphi = \varphi_0$ (меньше нуля для духов, так как их кинематические члены имеют обратный знак)

$$\frac{\partial^2 U}{\partial\varphi^2}\Big|_{\phi=\varphi_0} > 0. \tag{78}$$

Описанный механизм эквивалентен механизму Хиггса, вакуумное среднее которого определяет массы частиц. Массы частиц не должны зависеть от точки пространства, следовательно вакуумные средние полей Хиггса и других скалярных полей, которые вносят вклад в массу частиц, должны быть постоянными величинами. Бозонная часть действия (63) имеет вид

$$S = \int d^4 x e\Big(D_\mu \phi^* D^\mu \phi - D_\mu \varphi^* D^\mu \varphi - W(\phi, \varphi) + \frac{1}{6}(|\phi|^2 - |\varphi|^2)R - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\Big), \tag{79}$$

где ковариантные производные имеют вид

$$\begin{aligned} D_\mu \phi &= \partial_\mu \phi - \frac{i}{2}A_\mu \phi - g\frac{iq_1}{2}B_\mu \phi, \\ D_\mu \varphi &= \partial_\mu \varphi - \frac{i}{2}A_\mu \varphi - g\frac{iq_2}{2}B_\mu \varphi, \\ F_{\mu\nu} &= \partial_{[\mu}B_{\nu]}. \end{aligned} \tag{80}$$

Суммарный потенциал равен

$$W = V_F + V_D, \tag{81}$$

где V_F – потенциал, зависящий от F–членов суперполей Σ_0 и Σ,

$$\begin{aligned} V_F = |F_\varphi|^2 - |F_\phi|^2 = |\lambda|^2|\phi|^4 - 4|\lambda|^2|\phi|^2|\varphi|^2, \\ F^*_\varphi = -\frac{\partial f(\varphi, \phi)}{\partial \varphi}, \quad F^*_\phi = \frac{\partial f(\varphi,\phi)}{\partial \phi}, \end{aligned} \tag{82}$$

а V_D – потенциал, зависящий от D–члена суперполя V_0,

$$V_D = \frac{D^2}{2}, \quad D = \frac{g}{2}(q_1|\phi|^2 - q_2|\varphi|^2). \tag{83}$$

Вклады в потенциал от ϕ и φ имеют разные знаки, так как одно из полей является духом. Согласно вышесказанному представим эти поля в виде

$$\phi = \beta + \sigma, \quad \varphi = \alpha + \rho. \tag{84}$$

где β и α – классические вакуумные средние, которые, как уже говорилось, должны быть постоянны и независимы от точки пространства, как и в случае с полем Хиггса [24], σ и ρ – квантовые поля (поля, которые подвергаются вторичному квантованию). Вакуумные уравнения для β и α, следующие из действия (79),

$$\frac{\partial U(\phi,\varphi)}{\partial \phi}\Big|_{\phi=\beta} = 0, \quad \frac{\partial U(\phi,\varphi)}{\partial \varphi}\Big|_{\varphi=\alpha} = 0, \tag{85}$$

где

$$U(\phi,\varphi) = W + \frac{1}{6}(|\varphi|^2 - |\phi|^2)R, \tag{86}$$

могут быть сведены к равенствам (при $\beta \neq 0$ и $\alpha \neq 0$)

$$|\beta|^2 = \frac{R}{16|\lambda|^2} + |\alpha|^2, \tag{87}$$

$$(8|\lambda|^2 - 3g^2)(48|\lambda|^2|\alpha|^2 + R) = 0. \tag{88}$$

Как обычно, будем использовать метрику Робертсона-Уокера

$$ds^2 = a^2(t)(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) - dt^2. \tag{89}$$

Если выполняется закон Хаббла

$$\dot{a} = Ha, \quad a = a_0 e^{Ht}, \tag{90}$$

то тензор Римана и тензор Риччи соответственно равны

$$R_{\mu\nu\alpha\beta} = H^2(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}), \tag{91}$$

$$R_{\mu\nu} = 3H^2 g_{\mu\nu}. \tag{92}$$

Таким образом, скалярная кривизна

$$R = 12H^2, \tag{93}$$

должна быть постоянной положительной величиной, так как мы используем сигнатуру $(+++-)$. Из уравнения (88) видно, что единственное решение, совместимое с положительной скалярной кривизной, получается. если положить

$$8|\lambda|^2 = 3g^2. \tag{94}$$

Уравнения Эйнштейна имеют вид

$$\begin{gathered}\frac{|\phi|^2 - |\varphi|^2}{6}\Big(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu}\Big) = \Big[\frac{1}{2}\Big(F_{\mu\lambda}F_\nu{}^\lambda - \frac{1}{4}F_{\lambda\rho}F^{\lambda\rho}g_{\mu\nu}\Big) \\ +D_\mu\varphi^* D_\nu\varphi - D_\mu\phi^* D_\nu\phi - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\Big(D_\mu\varphi^* D^\mu\varphi - D_\mu\phi^* D^\mu\phi + W\Big)\Big],\end{gathered} \tag{95}$$

$$W = |\lambda|^2|\phi|^4 + \frac{g^2}{8}\Big(|\phi|^2 + 2|\varphi|^2\Big)^2 - 4|\lambda|^2|\phi|^2|\varphi|^2. \tag{96}$$

При выполнении (94) потенциал принимает простой вид

$$W = \frac{4}{3}|\lambda|^2\Big(|\phi|^2 - |\varphi|^2\Big)^2. \tag{97}$$

Считается, что вакуумные средние векторных полей равны нулю. Вакуумные средние скалярных полей α и β являются постоянными величинами. Тогда из (95) следует, что вакуумные уравнения Эйнштейна сводятся к следующему

$$\frac{|\beta|^2 - |\alpha|^2}{6}R = \frac{8}{3}|\lambda|^2\Big(|\beta|^2 - |\alpha|^2\Big)^2. \tag{98}$$

Если подставить сюда равенство (87), то это уравнение превращается в тождество. Для того, чтобы гравитационная константа в результате спонтанного нарушения симметрии принимала значение κ, необходимо, чтобы выполнялось равенство

$$|\beta|^2 - |\alpha|^2 = \frac{6}{\kappa}. \tag{99}$$

Подставив равенства (93) и (94) в уравнение (87), легко показать, что равенство (99) выполняется, если константы взаимодействия удовлетворяют соотношениям

$$g^2 = \frac{H^2\kappa}{3}, \quad |\lambda|^2 = \frac{H^2\kappa}{8}. \tag{100}$$

В таком случае решение является устойчивым положением равновесия, если α удовлетворяет неравенствам

$$\frac{\partial^2 U(\phi,\varphi)}{\partial\phi^2}\Big|_{\phi=\beta} > 0, \quad \frac{\partial^2 U(\phi,\varphi)}{\partial\varphi^2}\Big|_{\varphi=\alpha} < 0. \tag{101}$$

Отсюда

$$\frac{\kappa}{3}\Big(|\alpha|^2 - \frac{3}{\kappa}\Big) + 4H^2 > 0, \tag{102}$$

$$\frac{\kappa}{3}\Big(|\alpha|^2 + \frac{9}{\kappa}\Big) - 4H^2 < 0. \tag{103}$$

Заключение

В данной работе были рассмотрены две различные космологические модели. Первая эквивалентна космологической модели с положительной космологической постоянной. Во второй постоянная Хаббла и гравитационная константа устанавливаются в результате спонтанного нарушения конформной симметрии. Для последней модели было найдено вакуумное решение, описывающее экспоненциальное расширение Вселенной. Легко видеть, что неравенство (103) может выполняться только при больших значениях постоянной Хаббла, значительно превышающих наблюдаемое значение, а это возможно лишь на ранней стадии развития Вселенной. Дело в том, что мы не учли вклад поля Хиггса в энергию вакуума. Так как вакуумное среднее поля Хиггса отлично от нуля, в теории супергравитации это поле, вообще говоря, также должно вносить вклад в темную энергию, что необходимо учитывать, поэтому целью дальнейших исследований является построение космологической модели, учитывающей наличие поля Хиггса.

Список литературы

1. Сажин М.В. Анизотропия и поляризация реликтового излучения. Последние данные // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. № 2. С. 197-205.

2. Babourova O.V., Frolov B.N., Zhukovsky V.Ch. Gauge Field Theory for Poincare–Weyl Group *Phys. Rev. D* . 2006; vol. 74. S. 064012-1-12 (arXive:gr-qc/0508088, 2005).

3. Бабурова О.В., Жуковский В.Ч., Фролов Б.Н. Модель пространства-времени Вейля–Картана на основе калибровочного принципа // Теоретич. матем. физ. 2008. Т. 157. № 1. С. 64–78.

4. Babourova O.V., Frolov B.N., Zhukovsky V.Ch. Theory of Gravitation on the Basis of the Poincare–Weyl Gauge Group. *Gravit. Cosmol.* 2009; vol. 15. № 1. S. 13–15.

5. Dirac P.A.M. Long range forces and broken symmetries. *Proc. Roy. Soc.* 1973; vol. 333. S. 403–418.

6. Babourova O.V., Frolov B.N. Dark energy, Dirac's scalar field and the cosmological constant problem. 2011. ArXive: 1112.4449 [gr-qc].

7. Бабурова О.В., Фролов Б.Н. Математические основы современной теории гравитации. М.: МПГУ, Издательство «Прометей», 2012. 128 с.

8. Бабурова О.В., Косткин К.Н., Фролов Б.Н. Проблема космологической постоянной в рамках конформной теории гравитации в пространстве Вейля-Картана // Известия ВУЗов. Физика. 2011. № 1. С. 111–112.

9. Бабурова О.В., Липкин К.Н., Фролов Б.Н. Теория гравитации со скалярным полем Дирака и проблема космологической постоянной // Известия ВУЗов. Физика. 2012. Т. 55. № 7. С. 113–115.

10. Babourova O.V., Frolov B.N., Lipkin K.N. Theory of gravitation with scalar Dirac field in exterior form formalism and the cosmological constant problem. *Gravit. Cosmol.* 2012; vol. 18. № 4. S. 225—231.

11. Babourova O.V., Frolov B.N. Dark Energy as a Cosmological Consequence of Existence of the Dirac Scalar Field in Nature. *Phys. Res. Int.*, 2015; vol. 2015. Article ID 952181.

12. Weinberg S. The Cosmological Constant Problem. *Revs. Mod. Phys.*, 1989; vol. 61. № 1. S. 1–23.

13. Li M., Li X.-D., Wang S., Wang Y. Dark Energy. *Commun. Theor. Phys.*, 2011; vol. 56. S. 525–604 (arXive:astro-ph/1103.5870)

14. Frolov B.N. Generalized conformal invariance and gauge theory of gravity // Gravity, Particles and Space-time /P. Pronin and G. Sardanashvily eds. Singapore, New Jersey, London, Hong Kong: World Scientific, 1996. S. 113–144.

15. Фролов Б.Н. Группа Пуанкаре-Вейля и теория гравитации Вейля-Дирака // Метафизика. 2017. № 4(26). С. 75–79.

16. Fradkin E.S., Tseytlin A.A. Conformal supergravity. *Phys. Rept.*, 1985; vol. 119. S. 233–362.

17. Hooft G. Local conformal symmetry in black holes, standard model, and quantum gravity. *Proceedings of the MG14 Meeting on General Relativity,* 2017; C15-07-12. S. 3–12.

18. Горский А.С. Калибровочные теории как теории струн: первые результаты // УФН. 2005. Т. 175. № 11. С. 1145–1162.

19. Троицкий С.В. Нерешенные проблемы физики элементарных частиц // УФН. 2012. Т. 182. № 1. С. 77–103.

20. Брандышев П.Е. Спонтанная компактификация одиннадцатимерной супергравитации с учетом поправок высших порядков по кривизне // Теоретич. матем. физ. 2016. Т. 188. № 1. С. 158–168.

21. Brandyshev P.E. Cosmological Solutions in Low-Energy Effective Field Theory for Type IIA Superstrings. *Gravit. Cosmol.*, 2017; vol. 23. № 1. S. 15–19.

22. Kugo T., Uehara S. Improved superconformal gauge conditions in the N=1 supergravity Yang-Mills matter system. *Nucl. Phys.*, 1983; vol. 222. S. 125–138.

23. Kugo T., Uehara S. Conformal and Poincare tensor calculi in N=1 supergravity. *Nucl. Phys.*, 1983; vol. 226. S. 49–92.

24. Вайнберг С. Квантовая теория полей. М.: Фазис, 2002. Т. 3. Суперсимметрия. 458 с.

References

1. Sazhin M.V. Anisotropy and polarization of cosmic microwave background: state of the art. *Physics-Uspekhi*, 2004, vol. 47, no. 2, pp. 187–194.

2. Babourova O.V., Frolov B.N., Zhukovsky V.Ch. Gauge Field Theory for Poincare–Weyl Group. *Phys. Rev. D.*, 2006, vol. 74, pp. 064012-1-12 (arXive:gr-qc/0508088, 2005).

3. Babourova O.V., Zhukovsky V.Ch., Frolov B.N. A Weyl–Cartan space-time model based on the gauge principle. *Theor. Math. Phys.*, 2008, vol. 157, no. 1, pp. 1420—1432.

4. Babourova O.V., Frolov B.N., Zhukovsky V.Ch. Theory of Gravitation on the Basis of the Poincare–Weyl Gauge Group. *Gravit. Cosmol.*, 2009, vol. 15, no. 1, pp. 13–15.

5. Dirac P.A.M. Long range forces and broken symmetries. *Proc. Roy. Soc.*, 1973, vol. 333, pp. 403–418.

6. Babourova O.V., Frolov B.N. Dark energy, Dirac's scalar field and the cosmological constant problem. 2011. ArXive: 1112.4449 [gr-qc].

7. Babourova O.V., Frolov B.N. *Matematicheskie osnovy sovremennoi teorii gravitatsii.* [Mathematical foundations of the modern theory of gravitation]. Moscow, MPGU, "Prometey" Publ. House, 2012, 128 p. (in Russian)

8. Babourova O.V., Kostkin R.S., Frolov B.N. The problem of a cosmological constant within the conformal gravitation theory in the Weyl–Cartan space. *Russ. Phys. J.*, 2011, vol. 54, no. 1, pp. 121–123.

9. Babourova O.V., Lipkin K.N., Frolov B.N. Theory of gravity with the Dirac scalar field and the problem of cosmological constant. *Russ. Phys. J.*, 2012, vol. 55, no. 7, pp. 855–857.

10. Babourova O.V., Frolov B.N., Lipkin K.N. Theory of gravitation with scalar Dirac field in exterior form formalism and the cosmological constant problem. *Grav. Cosmol.*, 2012, vol. 18, no. 4, pp. 225—231.

11. Babourova O.V., Frolov B.N. Dark Energy as a Cosmological Consequence of Existence of the Dirac Scalar Field in Nature. *Phys. Res. Int.*, 2015, vol. 2015, article ID 952181.

12. Weinberg S. The Cosmological Constant Problem. *Revs. Mod. Phys.*, 1989, vol. 61, no. 1, pp. 1–23.

13. Li M., Li X.-D., Wang S., Wang Y. Dark Energy. *Commun. Theor. Phys.*, 2011, vol. 56, pp. 525–604. (arXive:astro-ph/1103.5870)

14. Frolov B.N. Generalized conformal invariance and gauge theory of gravity. *Gravity, Particles and Spacetime* /P. Pronin, G. Sardanashvily eds. Singapore, New Jersey, London, Hong Kong: World Scientific, 1996, pp. 113–144.

15. Frolov B.N. Gruppa Puankare–Veylia i Teoriia Gravitatsii Veylia–Diraka. [The Poincare–Weyl Group and the Weyl–Dirac Theory of Gravitation]. *Metaphysics*, 2017, no. 4(26), pp. 75–79.

16. Fradkin E.S., Tseytlin A.A. Conformal supergravity. *Phys. Rept.*, 1985, vol. 119, pp. 233–362.

17. Hooft G. Local conformal symmetry in black holes, standard model, and quantum gravity. *Proceedings of the MG14 Meeting on General Relativity*, 2017, C15-07-12, pp. 3–12.

18. Gorsky A.S. Gauge theories as string theories: the first results. *Physics-Uspekhi*, 2005, vol. 48, no. 11, pp. 1093–1108.

19. Troitsky S.V. Unsolved problems in particle physics. *Physics-Uspekhi*, 2012, vol. 55, no. 1, pp. 72–95.

20. Brandyshev P.E. Spontaneous compactification of eleven-dimensional supergravity with higher-order corrections in the curvature. *Theoret. Math. Phys.*, 2016, vol. 188, no. 1, pp. 1099–1108.

21. Brandyshev P.E. Cosmological Solutions in Low-Energy Effective Field Theory for Type IIA Superstrings. *Grav. Cosmol.*, 2017, vol. 23, no. 1, pp. 15–19.

22. Kugo T., Uehara S. Improved superconformal gauge conditions in the N=1 supergravity Yang-Mills matter system. *Nucl. Phys.*, 1983, vol. 222, pp. 125–138.

23. Kugo T., Uehara S. Conformal and Poincare tensor calculi in N=1 supergravity. *Nucl. Phys.*, 1983, vol. 226, pp. 49–92.

24. Weinberg S. *The quantum theory of fields.* Cambridge University Press, 1995. 609 p. Translated under the title *Kvantovaya teorya poley. T.3. Supersimmetriya*, Moscow, Fazis Publ., 2002, 458 p.

Авторы

Брандышев Пётр Евгеньевич, аспирант кафедры теоретической физики им. Э.В. Шпольского, Институт физики, технологии и информационных систем, Московский педагогический государственный университет (МПГУ), ул. Малая Пироговская, 29, г. Москва, 119992, Россия.
E-mail: petr.brandyshev@mail.ru

Фролов Борис Николаевич, д. ф.-м. н., профессор, кафедра теоретической физики им. Э.В. Шпольского, Институт физики, технологии и информационных систем, Московский педагогический государственный университет (МПГУ), ул. Малая Пироговская, 29, г. Москва, 119992, Россия.
E-mail: bn.frolov@mpgu.edu

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:
Брандышев П. Е., Фролов Б. Н. Космологическая инфляция в конформной теории супергравитации // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2018. № 3. С. 4—18.

Authors

Brandyshev Pyotr Evgen'evich, Postgraduate at the E.V. Shpol'skii's Department of Theoretical Physics, Institute of Physics, Technology and Informational Systems, Moscow Pedagogical State University, ul. Malaya Pirogovskaya, 29, Moscow, 119992, Russia.
E-mail: petr.brandyshev@mail.ru

Frolov Boris Nikolaevich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, E.V. Shpol'skii's Department of Theoretical Physics, Institute of Physics, Technology and Informational Systems, Moscow Pedagogical State University, Malaya Pirogovskaya str., 29, Moscow, 119992, Russia.
E-mail: bn.frolov@mpgu.edu

Please cite this article in English as:
Brandyshev P. E., Frolov B. N. Cosmological inflation in supersymmetric conformal theory. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2018, no. 3, pp. 4–18.