

РЕКОНСТРУКЦИЯ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНЫХ ТЕОРИЙ ГРАВИТАЦИИ В ВЕРИФИЦИРУЕМЫХ МОДЕЛЯХ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФЛЯЦИИ

В.А. Сизов

sva19f127@student.bmstu.ru

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Рассмотрена процедура реконструкции скалярно-тензорных теорий гравитации в верифицированных по наблюдательным данным моделях космологической инфляции для физически корректных с позиций квантовой теории поля потенциалов инфлатона. В рамках данного подхода исследованы инфляционные модели на основе потенциалов скалярного поля, полученных на основе моделей спонтанного нарушения суперсимметрии на энергетическом масштабе космологической инфляции. Для данных потенциалов построены решения уравнений космологической динамики в случае скалярно-тензорных модификаций гравитации Эйнштейна и определен явный вид данных модифицированных теорий гравитации. Для определения ограничений на параметры данных моделей использованы современные наблюдательные ограничения на значения параметров космологических возмущений, следующие из наблюдений анизотропии и поляризации реликтового излучения.

Ключевые слова

Космологическая инфляция, скалярное поле, скалярно-тензорная гравитация, космологические возмущения, реконструкция гравитации, спонтанное нарушение суперсимметрии, космологические модели, медленное скатывание

Поступила в редакцию 20.02.2023

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2023

Введение. Основным положением теории инфляции является то, что ранняя Вселенная за короткое время ускоренно расширилась, в результате чего различные неоднородности, присутствующие в ней, сгладились, а концентрация различных артефактов стала крайне мала. По этой причине теория инфляции успешно объясняет проблемы Большого взрыва: проблему плоскостности, горизонта, монополей, предсказывает наличие реликтовых гравитационных волн, реликтового излучения и объясняет его анизотропию и поляризацию [1].

Стандартные инфляционные теории, основанные на теории гравитации Эйнштейна, объясняют ускоренное расширение с помощью введения канонического скалярного поля — инфлатона. На основе космологических возмущений, обусловленных квантовыми флуктуациями скалярного поля, объясняется распределение галактик на космологическом масштабе, как следствие неоднородностей ранней Вселенной [1]. Космологические модели на основе гравитации Эйнштейна имеют ряд проблем, например, необходимость введения темной энергии для объяснения повторного ускоренного расширения в современную эпоху эволюции Вселенной [2].

Как правило, существует два подхода к модификации космологических моделей с каноническим скалярным полем, основанных на общей теории относительности (ОТО): использование других типов скалярных полей и построение нового вида гравитации, основанного на ОТО. В рамках первого метода вместо одного канонического поля рассматривают несколько скалярных полей различных типов [3–5].

Ко второму методу относятся использование различных расширений или модификации теории гравитации Эйнштейна, таких как теории скалярно-тензорной гравитации (СТГ), гравитации Эйнштейна — Гаусса — Бонне, гравитации Хоридески, гравитации Лавлока, биметрической гравитации, гравитации Хоравы — Лифшица и др. [6] при построении космологических моделей, которым соответствуют новые динамические эффекты по сравнению с эффектами ОТО.

Также отметим, что модификации теории гравитации влияют на динамику космологических возмущений на инфляционной стадии эволюции Вселенной, что приводит к существенному влиянию типа гравитации на верификацию моделей космологической инфляции по наблюдательным данным [6]. Основной способ верификации инфляционных моделей заключается в сравнении параметров космологических возмущений, предсказанных теорией, на которой основана модель, с современными наблюдательными ограничениями, накладываемыми на эти параметры, значения которых определяются анизотропией и поляризацией реликтового излучения [7].

В данной работе рассмотрены модели космологической инфляции на основе скалярно-тензорных теорий гравитации, удовлетворяющие наблюдательным ограничениям на значения параметров космологических возмущений. Для построения моделей космологической инфляции исследованы потенциалы скалярного поля, соответствующие суперсимметричным потенциалам мультиплетов киральных полей, определяющих физические процессы в рассматриваемых моделях ранней Вселенной на основе суперсимметричных теорий в низкоэнергетическом пределе [8].

Основной целью работы является реконструкция новых типов скалярно-тензорных теорий гравитации на основе физически мотивированных потенциалов скалярного поля для верифицируемых по наблюдательным данным космологических моделей. Ограничения на параметры скалярно-тензорных теорий гравитации получены на основе наблюдательных ограничений на значения параметров космологических возмущений, следующие из наблюдений анизотропии и поляризации реликтового излучения.

Данные модели скалярно-тензорных теорий гравитации могут быть использованы для анализа различия в характеристиках гравитационных волн при описании процессов их излучения в рамках ОТО и полученных на основе предложенного подхода теориях гравитации для источников различных типов.

Таким образом, построение новых типов модификаций общей теории относительности, соответствующих наблюдательным ограничениям, представляет собой актуальную задачу в рамках современной космологии, теории гравитации и гравитационно-волновых исследований.

Описание моделей космологической инфляции на основе скалярно-тензорной гравитации. В общем случае действие скалярно-тензорной теории гравитации описывается следующим образом [9]

$$S = \frac{1}{\kappa} \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} F(\varphi) R - \frac{\omega(\varphi)}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \partial_\nu \varphi - V(\varphi) \right] + S^{(m)}, \quad (1)$$

где κ — гравитационная постоянная Эйнштейна; g — определитель метрического тензора $g_{\mu\nu}$; φ — скалярное поле; $F(\varphi)$ и $\omega(\varphi)$ — дифференцируемые функции поля; R — скалярная кривизна; $V(\varphi)$ — потенциал скалярного поля; $S^{(m)}$ — действие материи. Функцию $F(\varphi)$ называют функцией неминимальной связи между скалярным полем и кривизной, а $\omega(\varphi)$ — кинетической функцией. В дальнейшем будут рассмотрены только вакуумные решения, поэтому $S^{(m)} = 0$. Воспользуемся системой единиц, где $\kappa = 8\pi G = c = m_{pl}^{-2} = 1$.

Путем варьирования действие (1) по полю и по метрике Фридмана — Робертсона — Уокера

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

где $a(t)$ — масштабный фактор, получают уравнения космологической динамики [10–13]

$$E_1 \equiv 3FH^2 + 3H\dot{F} - \frac{\omega}{2}\dot{\varphi}^2 - V(\varphi) = 0; \quad (2)$$

$$E_2 \equiv 3FH^2 + 2H\dot{F} + 2F\ddot{H} + \ddot{F} + \frac{\omega}{2}\dot{\varphi}^2 - V(\varphi) = 0; \quad (3)$$

$$E_3 \equiv \omega\ddot{\varphi} + 3\omega H\dot{\varphi} + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2\omega'_\varphi + V'_\varphi - 6H^2F'_\varphi - 3\dot{H}F'_\varphi = 0, \quad (4)$$

которые связаны соотношением

$$\dot{\varphi}E_3 + \dot{E}_1 + 3H(E_1 - E_2) = 0. \quad (5)$$

Здесь $H = \dot{a}/a$ — параметр Хаббла. Из условия (5) следует, что система (2)–(4) содержит только два независимых уравнения. Если сложить уравнения (2) и (3) и вычесть их друг из друга, то получим два независимых уравнения, которые полностью описывают фоновую динамику ранней Вселенной в данных моделях:

$$V(\varphi) = 3FH^2 + \frac{5}{2}H\dot{F} + F\ddot{H} + \frac{1}{2}\ddot{F}; \quad (6)$$

$$\omega(\varphi)\dot{\varphi}^2 = H\dot{F} - 2F\dot{H} - \ddot{F}. \quad (7)$$

Далее введем квадратичную связь между функцией неминимальной связи и параметром Хаббла, которую предложили в работах [10–13]:

$$H = \lambda\sqrt{F}, \quad (8)$$

где λ — постоянное число, называемое *параметром энергетического масштаба*.

Дополнительно запишем определения первого ε , второго δ и третьего ξ параметров медленного скатывания [13]:

$$\varepsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2}; \quad \delta = -\frac{\ddot{H}}{2H\dot{H}}; \quad \xi = \varepsilon\delta - \frac{\dot{\delta}}{H}. \quad (9)$$

Затем зададим линейную связь между двумя первыми параметрами медленного скатывания:

$$\delta = k\varepsilon, \quad (10)$$

где k — постоянное число, называемое *динамическим параметром*. Соответствующий соотношению (10) параметр Хаббла определяется из (9):

$$H(t) = [(2k-1)(\alpha t - \lambda)]^{1/(1-2k)}, \quad (11)$$

где α — постоянная интегрирования. На основе выражений (6)–(10) можно получить функции $\omega(\varphi)$, $V(\varphi)$, $F(\varphi)$ через введенные параметры k и λ в приближении медленного скатывания ($\varepsilon \ll 1$, $\delta \ll 1$, $\xi \ll 1$)

$$\omega(\varphi) = -\left(k + \frac{1}{2}\right)\frac{F_\varphi'^2}{F}; \quad (12)$$

$$V(\varphi) \simeq 3\lambda^2 F^2(\varphi); \quad (13)$$

$$F(\varphi) = \lambda^{-2} [(2k-1)(\alpha t - \lambda)]^{2/(1-2k)}, \quad k \neq 1/2. \quad (14)$$

Для случая минимальной связи $F = 1$, для которого из (14) $k = \alpha = 0$, происходит переход к гравитации Эйнштейна, где

$$H = \text{const}, \quad V = \text{const} = 3\lambda^2.$$

Задача реконструкции скалярно-тензорной теории гравитации заключается в определении функции неминимальной связи $F(\varphi)$ и кинетической функции $\omega(\varphi)$ исходя из наперед заданных функций потенциала скалярного поля $V(\varphi)$, эволюции скалярного поля $\varphi(t)$ и параметра Хаббла $H(\varphi)$.

Если существует явная зависимость $\varphi = \varphi(F)$ из (14), то все параметры космологической модели $[F, \omega, V, \varphi, H]$ могут быть записаны через функцию неминимальной связи F , согласно уравнениям (8) и (12)–(14). А это означает, что

для реконструкции скалярно-тензорной теории гравитации достаточно задать вид лишь одной функции, через которую можно явным образом выразить функцию неминимальной связи F , а затем восстановить остальные параметры модели в терминах данной функции.

Реконструкция скалярно-тензорной гравитации. В этом разделе рассмотрим процедуру реконструкции теории СТГ в данных моделях космологической инфляции на основе выражений (12)–(14) путем задания физически обоснованного потенциала скалярного поля $V(\varphi)$.

Вначале отметим, что в работе [12] было показано, что космологические модели с квадратичной связью параметра Хаббла и функции неминимального взаимодействия (8) соответствуют наблюдательным ограничениям для произвольных параметров. По этой причине на основе известных механизмов реализации инфляционной стадии, следующих из вида потенциала скалярного поля, можно восстановить тип СТГ, который соответствует верифицированным по наблюдательным данным моделям космологической инфляции.

В качестве первого примера предложенного подхода рассмотрим петлевую инфляцию с потенциалом [8]

$$V = \chi^2 |X^2| \left(|\varphi_-|^2 + |\varphi_+|^2 \right) + \chi^2 |\varphi_+ \varphi_-|^2 + \frac{g^2}{2} \left(|\varphi_+|^2 - |\varphi_-|^2 + \xi \right)^2, \quad (15)$$

где X , φ_+ , φ_- — киральные суперполя с зарядами 0, +1, -1 соответственно; g — константа калибровочной связи; ξ — D-член Файета — Илиопулоса, соответствующий суперсимметричным поправкам к суперполям для случая $U(1)$ -калибровочной симметрии.

Инфляция для данного потенциала реализуется только для единственного вакуумного состояния $\varphi_+ = \varphi_- = 0$ [8], для которого потенциал (15) равен

$$V = \frac{g^2}{2} \xi^2. \quad (16)$$

При спонтанном нарушении суперсимметрии для вакуумного состояния $\varphi_+ = \varphi_- = 0$, потенциал (16) с учетом петлевых поправок, определяется следующим образом [8]:

$$V = \frac{g^2}{2} \xi^2 \left[1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \ln \left(\frac{\chi^2 |X|^2}{\mu^2} \right) \right],$$

где μ — константа, определяющая масштаб перенормировки.

Таким образом, эффективный потенциал инфлатона $\varphi = \frac{\chi^2 |X|^2}{\mu^2}$ в данном случае можно определить как

$$V(\varphi) = 3\lambda^2 [1 + A \ln \varphi] \quad (17)$$

и на основе соотношений (12)–(14) определить остальные параметры инфляционной модели.

Функция неминимальной связи, кинетическая функция, эволюция скалярного поля из (12)–(14) для потенциала (17) определяются как

$$F(\varphi) = \sqrt{1 + A \ln \varphi}; \quad (18)$$

$$\omega(\varphi) = -\left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{A^2}{4\varphi^2 (1 + \ln \varphi)^{3/2}}; \quad (19)$$

$$\varphi(t) = \exp\left(\frac{1}{A} \left(\lambda^{-4} [(2k-1)(\alpha t - \lambda)]^{4/(1-2k)} - 1 \right)\right). \quad (20)$$

При $k = \alpha = 0$ $\varphi = 1$, $F = 1$, $\omega = -A^2/8$.

На рис. 1 представлены функции $V(\varphi)$, $\varphi(t)$, $F(\varphi)$, $\omega(\varphi)$ из (17)–(20) для случая $k = 0,6$ и $A = \lambda = \alpha = 1$, построенные в программном пакете MATLAB.

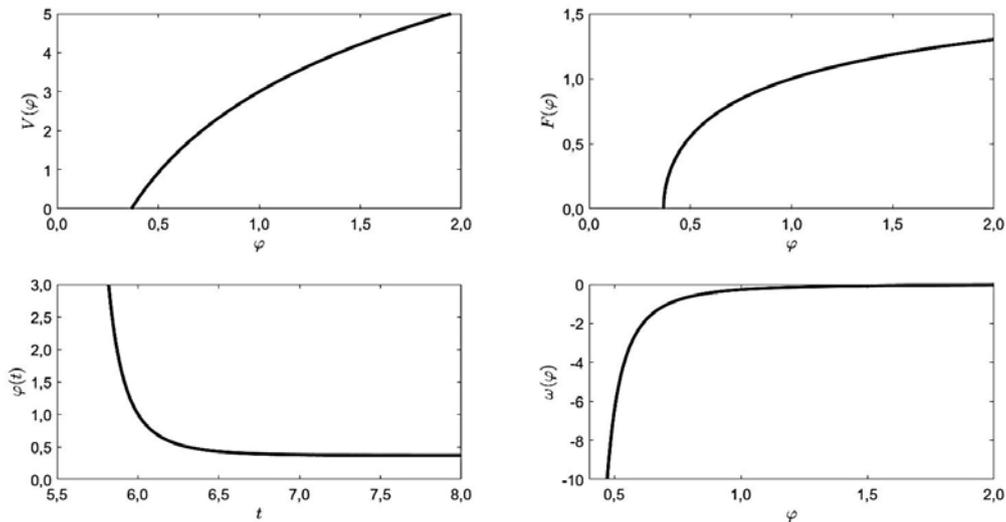


Рис. 1. Потенциал скалярного поля для петлевой инфляции $V(\varphi)$. Функция эволюции скалярного поля $\varphi(t)$, функция неминимальной связи $F(\varphi)$, кинетической функция $\omega(\varphi)$ для СТГ, построенной на петлевой инфляции

Таким образом, для случая петлевой инфляции получим соответствующую ей скалярно-тензорную теорию гравитации с функцией неминимального взаимодействия поля и кривизны и кинетической функцией, которые определяются выражениями (18), (19).

В качестве другого примера рассмотрим суперсимметричную модель на основе суперпотенциала Виттена — О’Райферти [8]

$$W = \lambda_1 \text{Tr}(ZA^2) + \lambda_2 X(\text{Tr} A^2 - M^2),$$

где Z, A, X — суперполя; M — масса, характеризующая масштаб нарушения суперсимметрии.

Данному суперпотенциалу соответствует потенциал скалярных полей, включающий однопетлевую радиационную поправку [14]

$$V(\varphi) \approx \mu^4 \left[1 + b \ln \frac{\varphi}{\mu} \right] + O(\mu/\varphi), \quad \varphi \gg \mu.$$

Для отрицательного параметра b становятся более важными поправки более высоких порядков. Если их учесть и дополнительно потребовать, чтобы потенциал обращался в ноль в минимуме, то он принимает следующий вид [8, 14]:

$$V(\varphi) = 3\lambda^2 \ln^2(\varphi/\varphi_0), \quad (21)$$

соответствующий инфляционной модели Виттена — О’Райферти [8].

Далее определим функцию неминимальной связи, кинетическую функцию и эволюцию скалярного поля из уравнений (12)–(14) для потенциала (21) в следующем виде:

$$F(\varphi) = \ln \frac{\varphi}{\varphi_0}; \quad (22)$$

$$\omega(\varphi) = - \left(k + \frac{1}{2} \right) \frac{1}{\varphi^2 \ln \frac{\varphi}{\varphi_0}}; \quad (23)$$

$$\varphi(t) = \varphi_0 \exp \left(\lambda^{-2} \left[(2k-1)(\alpha t - \lambda) \right]^{2/(1-2k)} \right). \quad (24)$$

$$\text{При } k = \alpha = 0 \quad \varphi = \varphi_0 e, \quad F = 1, \quad \omega = - \frac{1}{2\varphi_0^2 e^2}.$$

На рис. 2 представлены функции $V(\varphi)$, $\varphi(t)$, $F(\varphi)$, $\omega(\varphi)$ из (21)–(24) для случая $k = 0,6$ и $\varphi_0 = \lambda = \alpha = 1$, построенные в программном пакете MATLAB.

Таким образом, для случая инфляционной модели Виттена — О’Райферти получим соответствующую ей скалярно-тензорную теорию гравитации с функцией неминимального взаимодействия поля и кривизны и кинетической функцией, которые определяются выражениями (22), (23).

Отметим, что постоянные параметры инфляционных моделей λ и k непосредственно связаны с параметрами рассмотренных суперсимметричных моделей, что дает возможность их оценки с учетом наблюдательных ограничений на значения параметров космологических возмущений.

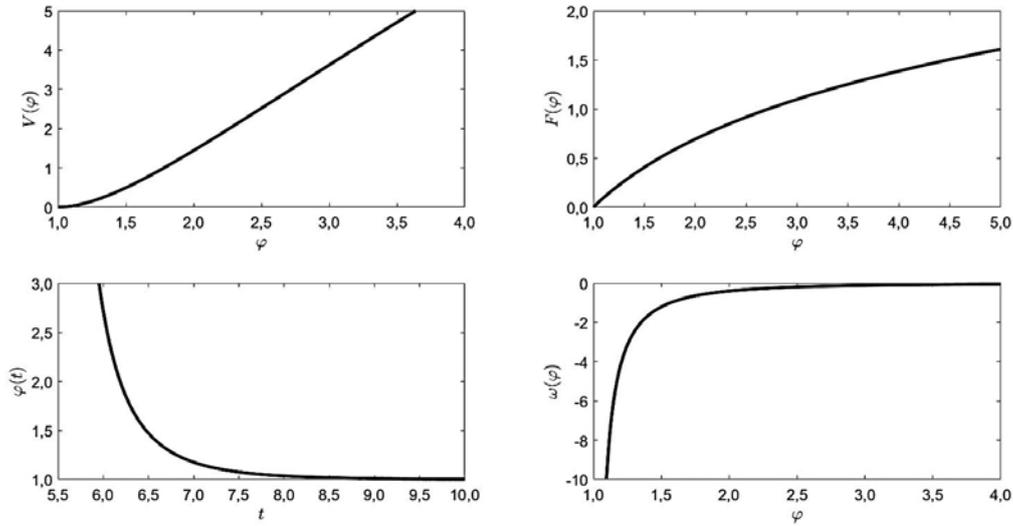


Рис. 2. Потенциал скалярного поля для инфляции Виттена — О’Райферти $V(\varphi)$. Функция эволюции скалярного поля $\varphi(t)$, функция неминимальной связи $F(\varphi)$, кинетической функция $\omega(\varphi)$ для СТГ, построенной на инфляции Виттена — О’Райферти

Ограничения на параметры скалярно-тензорных теорий гравитации.

Космологические возмущения на инфляционной стадии эволюции вселенной рассматриваются в качестве источника крупномасштабной структуры вселенной, а также являются источником анизотропии и поляризации реликтового излучения [1].

Основными параметрами космологических возмущений являются спектр мощности скалярных возмущений A_s , спектральный индекс скалярных возмущений n_s и тензорно-скалярное отношение r , т. е. отношение квадратов амплитуд тензорных и скалярных возмущений [1].

Наблюдательные ограничения на значения этих параметры были получены благодаря исследованию анизотропии реликтового излучения спутником PLANCK [7, 15]:

$$A_s = 2,1 \cdot 10^{-9}; \quad (25)$$

$$n_s = 0,9663 \pm 0,0041; \quad (26)$$

$$r < 0,032. \quad (27)$$

При выполнении условий медленного скатывания ($\varepsilon \ll 1, \delta \ll 1$) запишем выражения для параметров космологических возмущений на пересечении радиуса Хаббла, полученные ранее для рассматриваемых моделях в работах [10–13]:

$$A_s = \frac{\lambda^2}{16\pi^2 \varepsilon(\varepsilon - \delta)}; \quad (28)$$

$$n_s = 1 - 4\varepsilon + 2\delta + \frac{\varepsilon\delta - \xi}{\varepsilon - \delta}; \quad (29)$$

$$r = 32\varepsilon(\varepsilon - \delta). \quad (30)$$

Теперь определим ограничения на значение параметров космологических моделей λ и k . В отличие от работы [13], определим наблюдательные ограничения на значения данных параметров для обновленной оценки ограничения на значение тензорно-скалярного отношения, представленной в работе [15].

Из выражений (28) и (30) получим

$$\lambda^2 = \frac{1}{2} \pi^2 r A_s. \quad (31)$$

Далее перепишем выражения (29) и (30) с учетом линейной связи между параметрами медленного скатывания (8), в результате получим

$$n_s = 1 - 4\varepsilon + 2k\varepsilon + \frac{k}{\varepsilon(1-k)} \frac{\dot{\varepsilon}}{H} = 1 - 4\varepsilon + 2\varepsilon k + 2\varepsilon k = 1 + 4\varepsilon(k - 1); \quad (32)$$

$$r = 32\varepsilon^2(1 - k). \quad (33)$$

Теперь выразим k через (32) и (33), следующим образом:

$$k = 1 - \frac{2}{r} (1 - n_s)^2. \quad (34)$$

Таким образом, ограничения на значения параметра энергетического масштаба инфляции и динамического параметра определим из наблюдательных ограничений (25)–(27) и выражений (31) и (34):

$$\lambda^2 < 3,3 \cdot 10^{-10};$$

$$k < 0,945.$$

Эти ограничения справедливы для любой модели космологической инфляции с квадратичной связью параметра Хаббла и кривизны (8) и параметром Хаббла (11) независимо от формы потенциала скалярного поля, то есть для произвольного типа скалярно-тензорной теории гравитации.

Заключение. В данной работе рассмотрен метод реконструкции скалярно-тензорных теорий гравитации в верифицируемых по наблюдательным данным в моделях космологической инфляции со спонтанным нарушением суперсимметрии. Основой предложенного подхода являются определенные соотношения между потенциалом скалярного поля и параметрами скалярно-тензорных теорий гравитации в инфляционных моделях с квадратичной связью параметра Хаббла и функции неминимального взаимодействия поля и кривизны.

На основе данного подхода были получены две новые модели скалярно-тензорной теории гравитации, соответствующие инфляционным моделям со

спонтанным нарушением суперсимметрии: петлевой инфляции и инфляции Виттена — О'Райферти, которые были рассмотрены в качестве основы данных модификаций гравитации Эйнштейна. Также были получены ограничения на постоянные параметры данных моделей на основе наблюдательных ограничений на параметры космологических возмущений, значения которых получены из наблюдений анизотропии и поляризации реликтового излучения.

Перспективой дальнейших исследований полученных моделей является оценка наблюдаемых отклонений для полученных модифицированных теорий гравитации от случая теории гравитации Эйнштейна при анализе спектра реликтовых гравитационных волн космологического генезиса, процессов излучения гравитационных волн двойными системами черных дыр и нейтронных звезд и других гравитационных экспериментов.

Литература

- [1] Фомин И.В., Червон С.В., Морозов А.Н. *Гравитационные волны ранней Вселенной*. Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018.
- [2] Riess A., Filippenko A., Challis P. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astron. J.*, 1998, vol. 116, no. 3, pp. 1009–1038. DOI: <http://dx.doi.org/10.1086/300499>
- [3] Chervon S. Chiral cosmological models: dark sector fields description. *Quantum Matter.*, 2013, vol. 2, no. 2, pp. 71–82. DOI: <https://doi.org/10.1166/qm.2013.1028>
- [4] Barrow J., Paliathanasis A. Observational constraints on new exact inflationary scalar-field solutions. *Phys. Rev. D*, 2016, vol. 94, no. 8, art. 083518. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.083518>
- [5] Saha B. Early inflation, isotropization, and late time acceleration in a Bianchi type-I universe. *Phys. Part. Nuclei*, 2009, vol. 40, no. 5, pp. 656–673. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063779609050037>
- [6] Clifton T., Ferreira P.G., Padilla A. et al. Modified gravity and cosmology. *Phys. Rep.*, 2012, vol. 513, no. 1-3, pp. 1–189. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.01.001>
- [7] Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 2020, vol. 641, art. A6. DOI: <https://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201833910e>
- [8] Martin J., Ringeval C., Vennin V. Encyclopædia inflationaris. *Phys. Dark. Univ.*, 2014, vol. 5-6, pp. 75–235. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.dark.2014.01.003>
- [9] Faraoni V. *Cosmology in scalar-tensor gravity*. Springer, 2004.
- [10] Fomin I.V., Chervon S.V. Non-minimal coupling influence on the deviation from de Sitter cosmological expansion. *Eur. Phys. J. C*, 2018, vol. 78, no. 11, art. 918. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6409-5>
- [11] Fomin I.V., Chervon S.V., Tsyganov et al. Generalized scalar-tensor theory of gravity reconstruction from physical potentials of a scalar field. *Eur. Phys. J. C*, 2020, vol. 80, no. 4, art. 350. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7893-y>
- [12] Fomin I.V., Chervon S.V. Relic gravitational waves in cosmological models based on the modified gravity theories. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2021, vol. 2081, art. 012002. DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2081/1/012002>

- [13] Fomin I.V., Chervon S.V., Morozov A.N. et al. Relic gravitational waves in verified inflationary models based on the generalized scalar-tensor gravity. *Eur. Phys. J. C*, 2022, vol. 82, no. 7, art. 642. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10601-9>
- [14] Albrecht A., Dimopoulos S., Fischler W. et al. New inflation in supersymmetric theories. *Nucl. Phys. B*, 1983, vol. 229, no. 2, pp. 528–540. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(83\)90347-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(83)90347-4)
- [15] Tristram M., Banday A.J., Gorski K.M. et al. Improved limits on the tensor-to-scalar ratio using BICEP and Planck data. *Phys. Rev. D*, 2022, vol. 105, no. 8, art. 083524. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.083524>

Сизов Вячеслав Андреевич — студент кафедры «Физика», МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация.

Научный руководитель — Фомин Игорь Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Физика», МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация.

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Сизов В.А. Реконструкция скалярно-тензорных теорий гравитации в верифицируемых моделях космологической инфляции. *Политехнический молодежный журнал*, 2023, № 03 (80). <http://dx.doi.org/10.18698/2541-8009-2023-3-875>

RECONSTRUCTION OF SCALAR-TENSOR THEORIES OF GRAVITY IN VERIFIED MODELS OF COSMOLOGICAL INFLATION

V.A. Sizov

sva19f127@student.bmstu.ru

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

Abstract

The paper considers the procedure for reconstructing scalar-tensor theories of gravity in models of cosmological inflation verified by observational data for inflaton potentials physically correct from the standpoint of quantum field theory. Within the framework of this approach, inflationary models were considered based on scalar field potentials obtained on the basis of models of spontaneous supersymmetry breaking on the energy scale of cosmological inflation. For these potentials, solutions of the equations of cosmological dynamics are constructed in the case of scalar-tensor modifications of Einstein's gravity and the explicit form of these modified gravity theories is determined. To determine the constraints on the parameters of these models, modern observational constraints on the values of the parameters of cosmological perturbations were used, which follow from observations of the anisotropy and polarization of the CMB.

Keywords

Cosmological inflation, scalar field, scalar-tensor gravity, cosmological perturbations, reconstruction of gravity, spontaneous supersymmetry breaking, cosmological models, slow-roll

Received 20.02.2023

© Bauman Moscow State Technical University, 2023

References

- [1] Fomin I.V., Chervon S.V., Morozov A.N. *Gravitatsionnye volny ranney Vselenny* [Gravitational waves of the early Universe]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2018. (In Russ.).
- [2] Riess A., Filippenko A., Challis P. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astron. J.*, 1998, vol. 116, no. 3, pp. 1009–1038. DOI: <http://dx.doi.org/10.1086/300499>
- [3] Chervon S. Chiral cosmological models: dark sector fields description. *Quantum Matter.*, 2013, vol. 2, no. 2, pp. 71–82. DOI: <https://doi.org/10.1166/qm.2013.1028>
- [4] Barrow J., Paliathanasis A. Observational constraints on new exact inflationary scalar-field solutions. *Phys. Rev. D*, 2016, vol. 94, no. 8, art. 083518. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.083518>
- [5] Saha B. Early inflation, isotropization, and late time acceleration in a Bianchi type-I universe. *Phys. Part. Nuclei*, 2009, vol. 40, no. 5, pp. 656–673. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063779609050037>
- [6] Clifton T., Ferreira P.G., Padilla A. et al. Modified gravity and cosmology. *Phys. Rep.*, 2012, vol. 513, no. 1-3, pp. 1–189. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.01.001>
- [7] Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 2020, vol. 641, art. A6. DOI: <https://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201833910e>

- [8] Martin J., Ringeval C., Vennin V. Encyclopædia inflationaris. *Phys. Dark. Univ.*, 2014, vol. 5-6, pp. 75–235. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.dark.2014.01.003>
- [9] Faraoni V. *Cosmology in scalar-tensor gravity*. Springer, 2004.
- [10] Fomin I.V., Chervon S.V. Non-minimal coupling influence on the deviation from de Sitter cosmological expansion. *Eur. Phys. J. C*, 2018, vol. 78, no. 11, art. 918. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6409-5>
- [11] Fomin I.V., Chervon S.V., Tsyganov et al. Generalized scalar–tensor theory of gravity reconstruction from physical potentials of a scalar field. *Eur. Phys. J. C*, 2020, vol. 80, no. 4, art. 350. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7893-y>
- [12] Fomin I.V., Chervon S.V. Relic gravitational waves in cosmological models based on the modified gravity theories. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2021, vol. 2081, art. 012002. DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2081/1/012002>
- [13] Fomin I.V., Chervon S.V., Morozov A.N. et al. Relic gravitational waves in verified inflationary models based on the generalized scalar-tensor gravity. *Eur. Phys. J. C*, 2022, vol. 82, no. 7, art. 642. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10601-9>
- [14] Albrecht A., Dimopoulos S., Fischler W. et al. New inflation in supersymmetric theories. *Nucl. Phys. B*, 1983, vol. 229, no. 2, pp. 528–540. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(83\)90347-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(83)90347-4)
- [15] Tristram M., Banday A.J., Gorski K.M. et al. Improved limits on the tensor-to-scalar ratio using BICEP and Planck data. *Phys. Rev. D*, 2022, vol. 105, no. 8, art. 083524. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.083524>

Sizov V.A. — Student, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation.

Scientific advisor — Fomin I.V., Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation.

Please cite this article in English as:

Sizov V.A. Reconstruction of scalar-tensor theories of gravity in verified models of cosmological inflation. *Politekhnikeskiy molodezhnyy zhurnal*, 2023, no. 03 (80).
<http://dx.doi.org/10.18698/2541-8009-2023-3-875> (in Russ.).