

На правах рукописи



Кубасов Александр Сергеевич

НОВЫЕ ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ В КИРАЛЬНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С ФАНТОМНЫМИ ПОЛЯМИ

01.04.02 – Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Ульяновск – 2015

Работа выполнена на кафедре физики физико-математического факультета
Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего
профессионального образования «Ульяновский государственный педагогический
университет им. И.Н. Ульянова».

Научный руководитель:	<i>доктор физико-математических наук, профессор</i> Червон Сергей Викторович
Официальные оппоненты:	<i>доктор физико-математических наук, профессор</i> Кречет Владимир Георгиевич, <i>Профессор кафедры физики ФГБОУ ВПО Московского государственного технологического университета «СТАНКИН»</i> <i>доктор физико-математических наук, профессор</i> Рубин Сергей Георгиевич <i>Профессор Национального исследовательского, ядерного университета «МИФИ»</i>
Ведущая организация:	<i>ФГАОУ ВПО «Казанский (Приволжский) федераль- ный университет»</i>

Защита состоится «24» сентября 2015 года в 15 часов 30 минут на заседании диссертацион-
ного совета Д 212. 203.34 при ФГБОУ ВПО «Российском университете дружбы народов»,
расположенному по адресу: 115419, г. Москва, ул. Орджоникидзе, дом 3, зал №1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБОУ ВПО «Российский универси-
тет дружбы народов» по адресу: 117198, г. Москва, ул. Миклуто-Маклая, д.6.

Автореферат разослан «____» _____ 2015 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба
высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.203.34,
кандидат физико-математических наук



В. А. Попова

Общая характеристика работы

Актуальность работы

За последние десятилетия наблюдательная космология сделала большой шаг вперед. В конце 90-х в результате наблюдений за сверхновыми типа Ia ([1], [2]) было установлено, что вселенная расширяется с ускорением, а не с замедлением, как считалось ранее. Миссии COBE [3], WMAP [4], [5], Planck [6], позволили получить довольно точную спектральную карту реликтового излучения, что дает представление о первоначальном распределении неоднородностей первичного вещества, повлиявших на формирование крупномасштабной структуры Вселенной, и уточнить ряд параметров (величина параметра Хаббла, состав вещества во вселенной, плотность барионного вещества, возраст вселенной и д.р.).

В расчетах, основанных на измерениях миссии Planck, принимается во внимание только одно скалярное поле. Однако существуют модели, объединяющие в себе несколько полей. Яркий пример - нелинейная сигма модель (НСМ). Г.Г. Иванов независимо от Де'Альфарио и д.р. предложил самогравитирующую нелинейную сигма модель (НСМ) как обобщение теории с несколькими скалярными полями [7]. В этой работе были получены базовые уравнения НСМ и предложены методы их решения. Было показано, что полученные методы могут быть применимы для сферически-симметричного, плоского пространства-времени и для космологической метрики. Были получены примеры точных решений. В работах [8], [9], [10] Червоном С.В. получены точные решения для плоско-симметричных и космологических пространств.

Приложение НСМ с потенциалом самодействия для космологической инфляции были предложены в работах [11], [12], [13]. Так же в этих работах приведены примеры точных решений. В монографии [14] представлены точные решения в космологии и для плоско-симметричных пространств.

Мы рассматриваем модель с двумя скалярными полями с кинетическим взаимодействием между ними – киральную космологическую модель (ККМ) [11].

Точные решения для 2-х компонентной ККМ при исследовании полей темного сектора на фоне космологической инфляции рассматривались в работе [15].

Точные решения использовались при рассмотрении ККМ с темной энергией и темной материей в работе [16].

Обзор точных решений и приложение ККМ для вычисления космологических возмущений представлен в [17].

Стандартный алгоритм современных исследований в космологии подразумевает прохождение следующих этапов: отыскание точных решений классических уравнений гравитации и полей, расчет космологических возмущений для полученных решений, вычисление спектральных параметров (может быть выполнено по точным решениям), сравнение теоретических вычислений с наблюдательными данными.

В диссертационной работе главным образом получены результаты по точным решениям для космологических моделей плоской, замкнутой и открытой вселенной.

Цель диссертационной работы

Целью работы является исследование кинетически и потенциально взаимодействующих скалярных (канонических и фантомных) полей, динамика которых развивается в замкнутой, открытой и пространственно-плоской вселенной. Отыскание специальных режимов, при которых упрощаются вычисления космологических параметров. Исследование уравнений состояния рассматриваемого скалярного конденсата, определения влияния фантомного поля.

Для достижения поставленной цели задаются новые специальные анзацы для решения уравнений киральной космологической модели (ККМ) с двумя полями, геометрическое взаимодействие между которыми описывается посредством диагональной метрики пространства-целей (без учета перекрестного взаимодействия).

В качестве тестовой модели исследования рассматривается обобщенный режим ранней инфляции, основанный на анализе масштабного фактора «появляющейся» вселенной без обращения к отрицательному времени.

Научная новизна

Впервые получены следующие результаты:

1. Специальные анзацы, позволяющие находить точные решения уравнений ККМ с двумя полями и диагональной метрикой кирального пространства для 4-х мерного пространства-времени Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ).
2. Новые точные решения в двух компонентной ККМ с фантомным полем в рамках модели обобщенного режима ранней инфляции, для случая степенной зависимости масштабного фактора, и для режимов Де Ситтера.
3. Определена эволюция кинетической и потенциальной энергии «появляющейся» вселенной в 4-х мерном пространстве-времени ФРУ.
4. Получено новое точное решение с фантомным полем в плоской Вселенной для модели обобщенного режима ранней инфляции для ККМ 5-ти мерной гравитации Эйнштейна-Гаусса-Бонне (ЭГБ), используя подход разделения полей по геометрическому признаку, аналогично случаю ККМ с 4-х мерным пространством-временем ФРУ. Отдельно получено решение для третьего кирального поля, отвечающего за дополнение плоского сценария до открытого или замкнутого, в приближении $\beta \approx 0$.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные результаты для космологии взаимодействующих скалярных (канонических и фантомных) полей могут внести изменения в процедуру сопоставления теоретических предсказаний с наблюдениями, ввиду отличия модели от теории с одинарным скалярным полем с потенциалом самодействия.

Практическая значимость работы заключается в том, что полученные анзацы, позволяющие находить точные решения ККМ в 4-мерном пространстве-времени ФРУ справедливы для различных зависимостей $a(t)$, что дает возможность рассматривать различные космологические сценарии и исследовать поведение кинетической и потенциальной энергии полей. Такая возможность продемонстрирована на анализе обобщенного режима ранней инфляции с масштабным фактором, соответствующем «появляющейся» вселенной.

Доказана возможность получения подобных анзацев, позволяющих находить точные решения, для модифицированных теорий гравитации. В частности, подход, используемый для 4-мерного пространства-времени ФРУ, позволил найти подобный анзац для 5-ти мерного пространства-времени ФРУ в гравитации Эйнштейна-Гаусса-Бонне, что в свою очередь показывает применимость данного подхода для большого круга космологических моделей.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Специальные анзацы, позволяющие получать точные решения самосогласованной системы уравнений Эйнштейна и киральных полей.
2. Пять классов точных решений с фантомным и каноническим полем в 2-х компонентной ККМ с диагональной метрикой пространства-целей для 4-х мерного пространства-времени ФРУ для модели обобщенного режима ранней инфляции, полученные благодаря специальным анзацам.
3. Поведение и свойства новых потенциалов скалярных и фантомных полей для полученных точных решений. Определение динамики кинетической и потенциальной энергии в модели обобщенного режима ранней инфляции и «появляющейся» вселенной в 4-х мерном пространстве-времени ФРУ.
4. Доказательство существования модели «появляющейся» вселенной в 5-и мерной гравитации ЭГБ для 2-х компонентной ККМ посредством точного решения уравнений ЭГБ и динамики полей для пространственно-плоской вселенной $\epsilon = 0$.

Апробация работы

Основные результаты были представлены на:

- II Российской школе-семинаре GRACOS-2009 «Современные проблемы теории гравитации и космологии» (Казань-Яльчик, 2009).
- Международной конференции RUDN-10: Современные проблемы гравитации, космологии и релятивистской астрофизики (Москва, 2010).
- 14-ой Российской гравитационной конференция – Международной научной конференции по гравитации, космологии и астрофизике RUSGRAV-14 (Ульяновск, 2011).
- Российской летней школе-семинаре GRACOS-2012 «Современные теоретические проблемы гравитации и космологии» (Казань-Яльчик, 2012).
- Международном семинаре «Нелинейные поля в теории гравитации и космологии» (Казань, 2013).
- 15-ой Российской гравитационной конференции – Международной конференции по гравитации, космологии и астрофизике RUSGRAV-15 (Казань, 2014).

Публикации

По теме диссертационной работы опубликовано 14 работ, из которых 3 - статьи в научных журналах, рекомендованных ВАК. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Личный вклад автора

Основные результаты, включенные в диссертацию, получены лично автором. В исследованиях, выполненных совместно с научным руководителем, доктором физико-математических наук, профессору С.В. Червону принадлежат постановка задачи, контроль расчетов и обсуждение результатов.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 4-х глав, заключения и списка цитируемой

литературы. Общий объем диссертации составляет 120 страниц, 36 рисунков и список литературы из 93 наименований.

Содержание работы

В диссертационной работе исследуется 2-х компонентная ККМ с диагональной метрикой пространства-целей ($h_{11} = \text{const}$ и $h_{22}(\phi, \psi)$) для 4-х мерного пространства-времени ФРУ для эйнштейновской гравитации и 5-и мерного пространства-времени ФРУ для ЭГБ. Выбираются специальные анзацы, позволяющие точно решать систему уравнений ККМ для произвольного масштабного фактора $a(t)$ для эйнштейновской гравитации. Основываясь на полученных анзацах, находятся и исследуются точные решения уравнений ККМ для обобщенного режима ранней инфляции. Исследуется поведение кинетической $K(t)$ и потенциальной $V(t)$ энергии модели. Показывается, что подход конструирования решений для эйнштейновской гравитации, может быть распространен на модифицированные теории гравитации. Получено и исследовано новое точное решение для 2-х компонентной ККМ с диагональной метрикой пространства-целей в случае 5-и мерного пространства-времени ФРУ для гравитации ЭГБ.

В первой главе даются обзоры точных решений в моделях космологической инфляции, фантомных полей, киральной космологической модели, модели «появляющейся» вселенной. Приводятся методы вычисления космологических параметров $P_R(k)$, $P_G(k)$, n_S , n_G , $\frac{T}{S}$, r , $\frac{dn_S}{d\ln(k)}$, $\frac{dn_G}{d\ln(k)}$, а так же их значения для степенной инфляции и режимов Де Ситтера.

Во второй главе формулируются основные уравнения модели ККМ, и задаются специальные анзацы, позволяющие решать эту систему уравнений. Находятся точные решения для степенной инфляции и режимов Де Ситтера.

Рассматривая систему уравнений 2-х компонентной ККМ с диагональной метрикой пространства - целей, где $h_{22}(\phi, \psi)$ в пространстве ФРУ в виде

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \phi} \dot{\psi}^2 + \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0, \quad (1)$$

$$3H(h_{22}\dot{\psi}) + \partial_t(h_{22}\dot{\psi}) - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \psi} \dot{\psi}^2 + \frac{\partial V}{\partial \psi} = 0, \quad (2)$$

$$K(t) = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2(t) + \frac{1}{2} h_{22}(t) \dot{\psi}^2(t) = \frac{1}{\kappa} \left[\frac{\epsilon}{a^2} - \dot{H} \right], \quad (3)$$

$$V(t) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} + \frac{2}{3} \frac{\epsilon}{a^2} \right), \quad (4)$$

выделяем три случая:

(П) $\epsilon = 0$ — случай пространственно плоской Вселенной;

(О) $\epsilon = -1$ — открытой Вселенной;

(З) $\epsilon = 1$ — замкнутой Вселенной.

Потребуем, чтобы отображения $\psi(t)$, $\phi(t)$ и $t(\psi)$, $t(\phi)$ были однозначными и простыми. Для (П) можно искать решение системы (1)–(2), (3)–(4) в следующих формах:

П1)

$$h_{22}(\phi, \psi) \equiv h_{22}(\psi), \quad V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + V_2(\psi). \quad (5)$$

П2)

$$h_{22}(\phi, \psi) \equiv h_{22}(\phi), \quad V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + V_2(\psi). \quad (6)$$

ПЗ)

$$h_{22}(\phi, \psi) \equiv h_{22}(\phi), \quad V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + e^{f(\phi)} V_2(\psi). \quad (7)$$

Для (О) и (З) можно рассмотреть три случая:

ОЗ1)

$$h_{22}(\phi, \psi) \equiv h_{22}(\phi), \quad V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + e^{f(\phi)} V_2(\psi). \quad (8)$$

ОЗ2)

$$h_{22}(\phi, \psi) = h_{22}^{(1)}(\phi) + h_{22}^{(2)}(\psi), \quad V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + V_2(\phi) + V_3(\psi). \quad (9)$$

ОЗ3)

$$h_{22}(\phi, \psi) \equiv h_{22}(\psi), \quad V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + V_2(\psi). \quad (10)$$

Для классификации анзацев системы (1)–(4) разработано специальное представление по разбиению потенциала, которое позволяет выделить нижеследующие анзацы.

Анзац $[\pm 1a]$

Потенциал V в представлении (4) с помощью разбиения (8) можно представить в следующей форме:

$$V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right) \quad (11)$$

$$e^{f(\phi(t))} V_2(\psi(t)) = \frac{2}{\kappa} \frac{\epsilon}{a^2} \quad (12)$$

Аналогично предполагаются связи на темп эволюции полей и метрику кирального пространства:

$$\dot{\phi}^2 = \frac{-2}{\kappa} \dot{H} \quad (13)$$

$$h_{22} \dot{\psi}^2 = \frac{2}{\kappa} \frac{\epsilon}{a^2} \quad (14)$$

Тогда уравнение (1) расщепляется на две части

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial V_1(\phi)}{\partial \phi} = 0 \quad (15)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \phi} \dot{\psi}^2 + V_2(\psi) e^{f(\phi)} \frac{\partial f(\phi)}{\partial \phi} = 0 \quad (16)$$

Из уравнения (13) киральное поле ϕ определяется в квадратурах

$$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa} \dot{H}} dt \quad (17)$$

Из уравнения (11), используя переход $t \rightarrow \phi$ (т.е. возможность выразить t через ϕ), легко найти зависимость $V_1(\phi)$.

Можно показать, что при подстановке (11) и (13) в уравнение (15) получается тождество ($0 \equiv 0$). В уравнении (15) возможно перейти к временной зависимости, тогда

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{3}{\kappa} \frac{d}{dt} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right) \frac{1}{\dot{\phi}} = 0 \quad (18)$$

Домножая это уравнение на $\dot{\phi}$, осуществим подстановку значений из (13), учитывая $\ddot{\phi}\dot{\phi} = -\frac{1}{\kappa} \dot{H}$. После дифференцирования получается

$$-\ddot{H} - 6H\dot{H} + \ddot{H} + 6H\dot{H} \equiv 0 \quad (19)$$

Из уравнения (18) с учетом (16) и (14) несложно получить $\sqrt{h_{22}(\phi)} = e^{f(\phi)}$
Уравнение (2) в разбиении (8) принимает вид

$$3Hh_{22}\dot{\psi} + \partial_t(h_{22}\dot{\psi}) + e^f \frac{\partial V_2}{\partial \psi} = 0 \quad (20)$$

Домножив на $\dot{\psi}$ и, учитывая соотношение $\sqrt{h_{22}(\phi)} = e^{f(\phi)}$, получаем

$$2\frac{\dot{a}}{a} + 2\frac{\ddot{\psi}}{\dot{\psi}} + \frac{\dot{h}_{22}}{h_{22}} = 0. \quad (21)$$

Если сделать предположение

$$\sqrt{h_{22}} = \frac{1}{a}, \quad V_2 = 2\frac{\epsilon}{\kappa} \frac{1}{a} \quad (22)$$

то из уравнения (21), получаем следующее соотношение:

$$2\frac{\ddot{\psi}}{\dot{\psi}} = 0$$

Откуда с учетом константы получаем значение поля ψ

$$\psi(t) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} t + \psi_0 \quad (23)$$

Из (22), зная масштабный фактор и воспользовавшись переходом $t \rightarrow \phi$ и $t \rightarrow \psi$ можно найти оставшиеся неизвестные функции $h_{22}(\phi)$ и $V_2(\psi)$.

Таким образом анзац $[\pm 1a]$ с разбиением потенциала V (8) и предположением (22), при известной зависимости масштабного фактора $a(t)$ позволяет найти эволюцию полей $\phi(t)$, $\psi(t)$ а также $V(\phi, \psi)$ и $h_{22}(\phi)$.

Анзацы типа $[\pm]$ получаются по сходным принципам (сведение уравнений (1)–(2) только ко временной зависимости и разделение между компонентами в соответствии с предположениями (5)–(10)).

Анзацы $[0]$ отличаются от $[\pm]$ тем, что в кинетической энергии и потенциале отсутствуют слагаемые с ϵ . В результате приходится разбивать сами $\dot{H}$ в кинетической энергии и $\dot{H} + 3H^2$ в потенциальной. При этом решения для $\phi(t)$ и $V_1(\phi(t))$ отличаются от аналогичных решений для анзацев $[\pm]$. Подход нахождения решений остается прежним. Анзацы второй главы за исключением $[\pm 1a]$ приведены в таблице 1.

Таблица 1

Анзац	Разбиение
$[\pm 1b]$	$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa}} \dot{H} dt, V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), \sqrt{h_{22}} = \frac{1}{a^{m+2}}, V_2 = 2\frac{\epsilon}{\kappa} a^m,$ $\psi(t) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} \int a^{1+m} dt$
$[\pm 1c]$	$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa}} \dot{H} dt, V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), \sqrt{h_{22}} = a^m, V_2 = 2\frac{\epsilon}{\kappa} a^{-(m+2)},$ $\psi(t) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} \int a^{-(1+m)} dt$
$[\pm 1d]$	$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa}} \dot{H} dt, V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), \sqrt{h_{22}} = \frac{1}{a^{2*F^2}}, V_2 = 2\frac{\epsilon}{\kappa} \frac{F}{a},$ $\psi(t) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} \int F dt, \text{ где } F - \text{ произвольная функция времени}$

Продолжение таблицы 1

Анзац	Разбиение
$[\pm 2]$	$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa} \dot{H}} dt, V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), V_2(t) = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{F^*}{a^2}, V_3(t) = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{1-F^*}{a^2},$ $h_{22}^{(1)} = \frac{F^*}{a^4}, h_{22}^{(2)}(t) = \frac{1-F^*}{a^4}, \psi = \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} \int a dt, \text{ где } F^* - \text{константа}$
$[\pm 3a]$	$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa} \dot{H}} dt, V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), h_{22} = \frac{1}{a^2}, V_2 = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{1}{a^2},$ $\psi(t) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} t$
$[\pm 3b]$	$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa} \dot{H}} dt, V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), h_{22} = \frac{1}{a^{2m+2}}, V_2 = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{1}{a^2},$ $\psi(t) = \int \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} a^m dt$
$[\pm 3c]$	$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa} \dot{H}} dt, V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), h_{22} = a^{2m-2}, V_2 = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{1}{a^2},$ $\psi(t) = \int \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} \frac{1}{a^m} dt$
$[\pm 3d]$	$\phi(t) = \pm \int \sqrt{\frac{-2}{\kappa} \dot{H}} dt, V_1(\phi(t)) = \frac{3}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), h_{22} = \frac{1}{a^{2F^2}}, V_2 = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{1}{a^2},$ $\psi(t) = \int \sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}} F dt, \text{ где } F - \text{произвольная функция времени}$
$[01]$	$\phi = \pm \sqrt{-\frac{2\lambda}{\kappa}} H, \psi = \pm \sqrt{\frac{2(1-\lambda)}{\kappa}} \int F(t) dt, h_{22} = -\frac{\dot{H}}{F(t)^2}, V_1 = \frac{3(1-\lambda)}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right),$ $V_2 = \frac{3\lambda}{\kappa} \left(H^2 + \frac{1}{3} \dot{H} \right), \text{ где } \lambda - \text{константа}, 0 < \lambda < 1, F - \text{произвольная функция времени}$
$[02]$	$\phi = \pm \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \ln(a), \psi = \pm \int \sqrt{\frac{2}{\kappa}} a^5 \ddot{a} dt, h_{22} = -\frac{1}{a^6}, V_1(\phi(t)) = \frac{2}{\kappa} \frac{\dot{a}^2}{a^2}, V_2(\psi(t)) = \frac{1}{\kappa} \frac{\ddot{a}}{a}$
$[03]$	$\phi = \pm \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \ln(a), \psi = \pm \int \sqrt{\frac{2}{\kappa}} a^5 \ddot{a} F dt, h_{22} = -\frac{1}{a^{6F}}, V_1(\phi(t)) = \frac{2}{\kappa} \frac{\dot{a}^2}{a^2}, V_2(\psi(t)) = \frac{1}{\kappa} \frac{\ddot{a}}{aF},$ $F - \text{произвольная функция времени}$

Для анзацев $\pm 1d, \pm 3d, 01, 03$ получены точные решения для степенной инфляции и для режимов Де Ситтера.

В третьей главе рассматривается обобщенный режим ранней инфляции в рамках 2-х компонентной ККМ модели с диагональной метрикой ($h_{11} = \text{const}, h_{22}(\phi, \psi)$) для эйнштейновской гравитации в 4-х мерном пространстве-времени ФРУ. Находятся новые точные решения и анализируется поведение графиков $V(\phi, \psi)$. Записываются космологические параметры для обобщенного режима ранней инфляции $P_R(k), P_G(k), n_S, n_G, T/S, r, \frac{dn_S}{d \ln(k)}, \frac{dn_G}{d \ln(k)}$. В случае одинарного скалярного поля при $m = \frac{1}{3}$ для обобщенного режима ранней инфляции и «появляющейся» вселенной на точном решении удастся свести полевое уравнение к уравнению типа $\sin$ -Гордона $\ddot{\phi} - \frac{\alpha^2}{4} \sin \tilde{\phi} = 0$, где $\tilde{\phi} = 4iB_1\phi$.

Для анзацев $[\pm]$ важным является обстоятельство разделение компонент $K(t)$ и $V(t)$ на пространственно-плоские части и части, содержащие только слагаемые ϵ ($K(t)_{o/c} = \frac{1}{\kappa} \frac{\epsilon c^2}{a^2}, V(t)_{o/c} = \frac{1}{\kappa} \frac{\epsilon c^2}{a^2}$). Таким образом, компоненты $K(t)_{o/c}$ и $V(t)_{o/c}$ дополняют сценарий пространственно-плоской Вселенной до открытого или замкнутого. В связи с этим ставится вопрос о том, когда пространственно-плоская часть по модулю преобладает над дополняющей и наоборот. Ответить на него помогают уравнения для кинетической и потенциальной частей соответственно

$$|\dot{a}^2 - \ddot{a}a| - c^2 = 0, |2\dot{a}^2 + \ddot{a}a| - 2c^2 = 0, \quad (24)$$

Решение данных уравнений, при заданных $a(t)$, дают времена t , при которых и осуществляется переход от преобладания одной компоненты к преобладанию другой.

Масштабный фактор «появляющейся» вселенной в общем виде записывается следующим образом:

$$a(t) = A(\beta + e^{\alpha t})^m \quad (25)$$

где $\alpha, \beta, m, A > 0, t \in (-\infty, \infty)$, для модели обобщенного режима ранней инфляции $0 < t < \infty$.

Решения для «появляющейся» вселенной для анзацев, изложенных во второй главе диссертации, получаются для общего вида зависимости масштабного фактора, однако анализ уравнений (24) для такой зависимости затруднителен. Для упрощения исследования модели, масштабный фактор принимается в виде модели Харрисона [18]

$$a(t) = a_i (1 + e^{\alpha t})^{\frac{1}{2}}. \quad (26)$$

Тогда кинетическая и потенциальная части записываются в следующей форме:

$$K(t) = \frac{1}{\kappa} \left(-\frac{\frac{1}{2}\alpha^2 e^{\alpha t}}{(1 + e^{\alpha t})^2} + \frac{\epsilon c^2}{a_i^2(1 + e^{\alpha t})} \right) \quad (27)$$

$$V(t) = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{\frac{1}{2}\alpha^2 e^{\alpha t}(\frac{3}{2}e^{\alpha t} + 1)}{(1 + e^{\alpha t})^2} + \frac{2\epsilon c^2}{a_i^2(1 + e^{\alpha t})} \right) \quad (28)$$

Из уравнений (24) определяются условия и времена, при которых в кинетической и потенциальной энергии для анзацев второй главы $[\pm]$ происходит смена преобладающей компоненты. Строятся и исследуются графики $K(t)$ и $V(t)$ для различных условий. Для замкнутой модели $\epsilon = 1$ поведение кинетической и потенциальной энергии «появляющейся» вселенной представлено на рисунке 1 и рисунке 2.

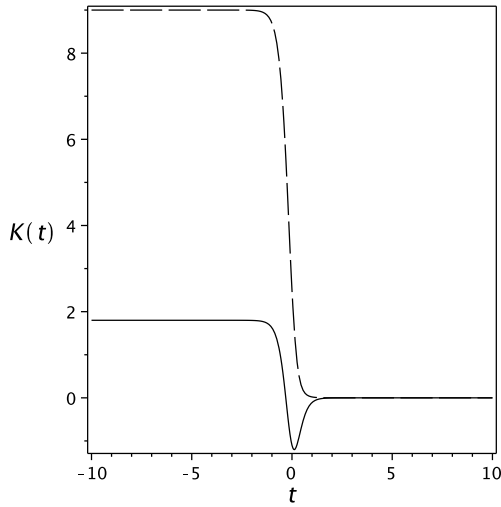


Рис. 1: $K(t)$ при $\epsilon = 1$ для случаев $\frac{1}{2}a_i^2\alpha^2 < c^2$ и $\frac{1}{2}a_i^2\alpha^2 > c^2$

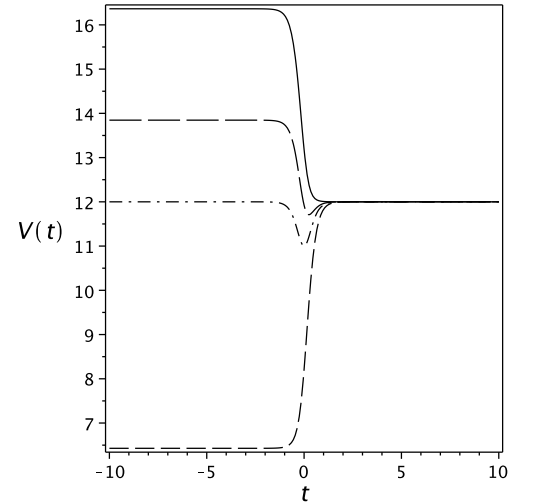


Рис. 2: $V(t)$ при $\epsilon = 1$ для случаев $a_i^2\alpha^2 < 2c^2$, $a_i^2\alpha^2 > 2c^2 > \frac{1}{2}a_i^2\alpha^2$, $2c^2 = \frac{3}{4}a_i^2\alpha^2$ и $2c^2 < \frac{1}{2}a_i^2\alpha^2$

Анзацы второй главы позволяют вычислять точные решения в 2-х компонентной ККМ для заданного масштабного фактора, в частности для $a(t) = A(\beta + e^{\alpha t})^m$. Но для данного масштабного фактора возможно решить задачу с одним фантомным киральным полем с метрическим коэффициентом $h_{11} = \text{const}$:

$$\phi(t) = \frac{1}{B_1} \arctan \left(\frac{e^{\frac{\alpha}{2}t}}{\sqrt{\beta}} \right)$$

$$V(\phi) = \frac{1}{\kappa} \frac{m\alpha^2}{4} \sin^2(2\phi B_1) [3m \tan^2(\phi B_1) + 1]$$

где $B_1 = \pm \frac{1}{2\sqrt{\frac{2m}{\kappa}}}$, $h_{11} = -1$.

Проведенный анализ для «появляющейся» вселенной показывает, что у модели потенциал не имеет минимума, а на бесконечности асимптотически приближается к $V(\infty) = \frac{1}{\kappa} \frac{3\alpha^2}{4}$. Следует отметить, что полученное решение входит составной частью в решения группы $[\pm]$ для 2-х компонентной ККМ. Обобщенный режим ранней инфляции для данного решения реализуется на интервале $t \in (0, \infty)$. В случае одинарного скалярного поля при $m = \frac{1}{3}$ для обобщенного режима ранней инфляции и «появляющейся» вселенной на точном решении удастся свести полевое уравнение к уравнению типа $\sin$ -Гордона $\ddot{\phi} - \frac{\alpha^2}{4} \sin \phi = 0$, где $\tilde{\phi} = 4iB_1\phi$.

Практика вычислений показывает, что не все анзацы второй главы позволяют получать точные решения для «появляющейся» вселенной в рамках 2-х компонентной ККМ с диагональной метрикой для 4-х мерного пространства-времени ФРУ. Решения были получены для анзацев $[\pm 1a]$, $[\pm 1d]$, $[\pm 3a]$, $[\pm 3d]$, $[01]$, при этом переход к обобщенному режиму ранней инфляции реализуется на интервале $t \in (0, \infty)$. В уравнениях Эйнштейна и полевых уравнениях модели во второй главе осуществим переход от $\dot{\phi}^2 \rightarrow h_{11}\dot{\phi}^2$ ($h_{11} = \text{const}$). При этом данная система уравнений не претерпевает серьезных изменений. Решения приведены в таблице 2

Таблица 2

Анзац	Решение
$[\pm 1a]$	$\phi(t) = \frac{1}{B_1} \arctan \left(\frac{e^{\frac{\alpha}{2}t}}{\sqrt{\beta}} \right)$, $V_1(\phi) = \frac{1}{\kappa} \frac{m\alpha^2}{4} \sin^2(2\phi B_1) [3m \tan^2(\phi B_1) + 1]$, $\psi(t) = \frac{1}{B_2} t$, $h_{22}(\phi) = \frac{[\cos^2(B_1\phi)]^{2m}}{A^2 \beta^{2m}}$, $V_2(\psi) = 2\frac{\epsilon}{\kappa} \frac{1}{A(\beta + e^{\alpha\psi B_2})^m}$, где $B_1 = \pm \frac{1}{2\sqrt{\frac{2m}{\kappa}}}$, $B_2 = \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}}}$, $h_{11} = -1$, полный потенциал имеет вид $V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + \sqrt{h_{22}(\phi)} V_2(\psi)$
$[\pm 1d]$	$\phi(t) = \frac{1}{B_1} \arctan \left(\frac{e^{\frac{\alpha}{2}t}}{\sqrt{\beta}} \right)$, $V_1(\phi) = \frac{1}{\kappa} \frac{m\alpha^2}{4} \sin^2(2\phi B_1) [3m \tan^2(\phi B_1) + 1]$, $\psi(t) = \frac{1}{B_2} e^{\alpha t}$, $h_{22}(\phi) = \frac{\cos^{4m}(B_1\phi)}{A^2 \beta^{2m+2} \alpha^2 \tan^4(B_1\phi)}$, $V_2(\psi) = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{\alpha B_2 \psi}{A(\beta + B_2 \psi)^m}$, где $B_1 = \pm \frac{1}{2\sqrt{\frac{2m}{\kappa}}}$, $B_2 = \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}}}$, $h_{11} = -1$, полный потенциал имеет вид $V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + \sqrt{h_{22}(\phi)} V_2(\psi)$
$[\pm 3a]$	$\phi(t) = \frac{1}{B_1} \arctan \left(\frac{e^{\frac{\alpha}{2}t}}{\sqrt{\beta}} \right)$, $V_1(\phi) = \frac{1}{\kappa} \frac{m\alpha^2}{4} \sin^2(2\phi B_1) [3m \tan^2(\phi B_1) + 1]$, $\psi(t) = \frac{1}{B_2} t$ $h_{22}(\psi) = \frac{1}{A^2(\beta + e^{\alpha(B_2\psi)})^{2m}}$, $V_2(\psi) = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{1}{A^2(\beta + e^{\alpha(B_2\psi)})^{2m}}$, где $B_1 = \pm \frac{1}{2\sqrt{\frac{2m}{\kappa}}}$, $B_2 = \pm \frac{1}{2\sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}}}$ $h_{11} = -1$, полный потенциал имеет вид $V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + V_2(\psi)$
$[\pm 3d]$	$\phi(t) = \frac{1}{B_1} \arctan \left(\frac{e^{\frac{\alpha}{2}t}}{\sqrt{\beta}} \right)$, $V_1(\phi) = \frac{1}{\kappa} \frac{m\alpha^2}{4} \sin^2(2\phi B_1) [3m \tan^2(\phi B_1) + 1]$, $\psi(t) = \frac{1}{B_2} \arctan(Dt)$, $h_{22}(\psi) = \frac{\left(1 + \frac{\tan^2(B_2\psi)}{D^2}\right)^2}{A^2(\beta + e^{\frac{\alpha}{D} \tan(B_2\psi)})^{2m}}$, $V_2(\psi) = \frac{2\epsilon}{\kappa} \frac{1}{A^2(\beta + e^{\frac{\alpha}{D} \tan(B_2\psi)})^{2m}}$ где $B_1 = \pm \frac{1}{2\sqrt{\frac{2m}{\kappa}}}$, $B_2 = \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{\kappa}}}$, $h_{11} = -1$, $D = \text{const}$, полный потенциал имеет вид $V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + V_2(\psi)$

Продолжение таблицы 2

Анзац	Решение
[01]	$\phi(t) = \frac{1}{B_1} \arctan\left(\frac{e^{\frac{\alpha}{2}t}}{\sqrt{\beta}}\right), V_1(\phi) = \frac{\lambda}{\kappa} \frac{m\alpha^2}{4} \sin^2(2\phi B_1)[3m \tan^2(\phi B_1) + 1], \psi(t) = \frac{1}{B_2} t,$ $h_{22}(\psi) = -\frac{m\beta\alpha^2 e^{\alpha(B_2\psi)}}{(\beta + e^{\alpha(B_2\psi)})^2}, V_2(\psi) = \frac{1-\lambda}{\kappa} \frac{\alpha^2 m e^{\alpha(B_2\psi)}(3m e^{\alpha(B_2\psi)} + \beta)}{(\beta + e^{\alpha(B_2\psi)})^2} \text{ где } B_1 = \pm \frac{1}{2\sqrt{\frac{2m\lambda}{\kappa}}},$ $B_2 = \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{2(1-\lambda)}{\kappa}}}, 0 < \lambda < 1, h_{11} = -1, \text{ полный потенциал имеет вид } V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + V_2(\psi)$

Для «появляющейся» вселенной и обобщенного режима ранней инфляции получены космологические параметры: спектры мощности скалярных и тензорных возмущений $P_R(k) = \frac{\kappa m^3 \alpha^2 e^{3\alpha t_*}}{8\beta(\beta + e^{\alpha t_*})^2}$, $P_G(k) = \frac{\kappa m^2 \alpha^2 e^{2\alpha t_*}}{2(\beta + e^{\alpha t_*})^2}$, спектральные индексы скалярных и тензорных возмущений $n_S(k) - 1 = \frac{3\beta + e^{\alpha t_*}}{m e^{\alpha t_*} + \beta}$, $n_G = \frac{2\beta}{m e^{\alpha t_*} + \beta}$, скалярно-тензорное отношение по квадрату амплитуд $T/S = 4 \frac{\beta}{m e^{\alpha t_*}}$, отношение спектральных индексов тензорного и скалярного возмущений $r = \frac{2\beta}{4\beta + (m+1)e^{\alpha t_*}}$, убегание спектральных индексов скалярных и тензорных возмущений $\frac{dn_S}{d\ln(k)} = \frac{e^{\alpha t_*} \beta [e^{\alpha t_*} (1-5m) - \beta(3m+1)]}{(\beta + m e^{\alpha t_*})^3}$, $\frac{dn_G}{d\ln(k)} = -\frac{2m\beta e^{2\alpha t_*}}{(\beta + e^{\alpha t_*})^3}$.

В четвертой главе для 2-х компонентной ККМ с диагональной метрикой пространства-целей для 5-ти мерной гравитации Эйнштейна-Гаусса-Бонне находится новое точное решение для пространственно-плоской вселенной $\epsilon = 0$, и приближенное решение для третьего поля в случае $\epsilon = \pm 1$.

Подход, предложенный во второй главе к построению решений, применим не только к эйнштейновской гравитации, но и к модифицированным теориям, например к 5-и мерной гравитации ЭГБ. Система уравнений 2-х компонентной ККМ с диагональной метрикой пространства-целей для 5-и мерного ФРУ гравитации ЭГБ имеет вид (здесь $\kappa = 1$, $c = 1$)

$$\begin{aligned}
 H^2 + \frac{\epsilon}{a^2} + \alpha_{GB} \left(H^2 + \frac{\epsilon}{a^2} \right)^2 &= \frac{1}{6} \left(\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + \frac{1}{2} h_{22}(\phi, \psi) \dot{\psi}^2 + V(\phi, \psi) \right) \\
 \left[1 + 2\alpha_{GB} \left(H^2 + \frac{\epsilon}{a^2} \right) \right] \left(\dot{H} - \frac{\epsilon}{a^2} \right) &= -\frac{1}{3} \left(h_{11} \dot{\phi}^2 + h_{22}(\phi, \psi) \dot{\psi}^2 \right) \\
 h_{11} \ddot{\phi} + 4H h_{11} \dot{\phi} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \phi} \dot{\psi}^2 + \frac{\partial V}{\partial \phi} &= 0, h_{11} = \text{constant} \\
 h_{22}(\phi, \psi) \ddot{\psi} + \dot{h}_{22}(\phi, \psi) \dot{\psi} + 4H h_{22}(\phi, \psi) \dot{\psi} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \psi} \dot{\psi}^2 + \frac{\partial V}{\partial \psi} &= 0.
 \end{aligned}$$

Данную систему решаем в пространственно-плоском случае ($\epsilon = 0$). Следуя методологии второй главы, записываем разбиение в виде:

$$h_{11} \dot{\phi}^2 = -3\dot{H}, h_{22}(\psi) \dot{\psi}^2 = -6\alpha_{GB} H^2 \dot{H}$$

$$V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + V_2(\psi),$$

$$V_1(\phi) = 6H^2 + \frac{3}{2} \dot{H}, V_2(\psi) = 6\alpha_{GB} H^2 \left(H^2 + \frac{1}{2} \dot{H} \right)$$

Если осуществить подстановку данного разбиения в предыдущую систему уравнений для случая $\epsilon = 0$, то система сводится к тождеству $0 \equiv 0$.

Следуя методологии главы 2, из предположения на искомые функции легко получить точное решение:

$$\phi = \frac{1}{B_1} \arctan \left(\frac{e^{\frac{\alpha t}{2}}}{\sqrt{\beta}} \right), \quad \psi = \frac{1}{B_2} t, \quad h_{22}(\psi(t)) = -\frac{e^{3\alpha B_2 \psi}}{(\beta + e^{\alpha B_2 \psi})^4}$$

$$V_1(\phi) = \frac{3m\alpha^2}{2} \sin^2(2B_1\phi) \left(m \tan^2(B_1\phi) + \frac{1}{4} \right), \quad V_2(\psi) = 6\alpha_{GB} \frac{m^3 \alpha^4 e^{3\alpha B_2 \psi} (m e^{\alpha B_2 \psi} + \frac{1}{2}\beta)}{(\beta + e^{\alpha B_2 \psi})^4}$$

где $\frac{1}{B_1} = 2\sqrt{3m}$, $\frac{1}{B_2} = \sqrt{6\alpha_{GB} m^3 \alpha^4 \beta}$, $h_{11} = -1$.

В диссертации проводится анализ полученных решений, строятся графики для различных значений параметров α , a_i и д.р. В модели обобщенного режима ранней инфляции в рамках ККМ для полученных решений нет механизма выхода из инфляции. Это обусловлено видом задаваемого масштабного фактора. Так же в работе получено приближенное решение для третьего поля в случае открытой и замкнутой вселенной ($\epsilon = \pm 1$).

В заключении перечислены основные результаты и отмечены перспективы для исследования других форм масштабного фактора.

Основные результаты

- В диссертационной работе получены специальные анзацы, позволяющие точно решать систему уравнений 2-х компонентной ККМ с киральными полями, взаимодействующими между собой через кинетические коэффициенты, для эйнштейновской гравитации во вселенной ФРУ.
- С помощью заданных анзацев получены пять классов решений с фантомным каноническим полем в 2-х компонентной ККМ с диагональной метрикой пространства-целей для 4-х мерного пространства-времени ФРУ для модели обобщенного режима ранней инфляции. В случае одинарного скалярного поля при $m = \frac{1}{3}$ для обобщенного режима ранней инфляции и «появляющейся» вселенной на точном решении удалось свести полевое уравнение к уравнению типа *sin*-Гордона $\ddot{\phi} - \frac{\alpha^2}{4} \sin \tilde{\phi} = 0$, где $\tilde{\phi} = 4iB_1\phi$.
- Исследовано поведение потенциалов, полученных точных решений. Определена динамика кинетической и потенциальной энергии в модели обобщенного режима ранней инфляции и «появляющейся» вселенной в 4-х мерном пространстве-времени ФРУ.
- Доказано существование модели «появляющейся» вселенной в 5-и мерной гравитации ЭГБ для 2-х компонентной ККМ посредством точного решения уравнений ЭГБ и динамики полей для пространственно-плоской вселенной $\epsilon = 0$.

Список публикаций

В научных журналах, рекомендованных ВАК:

1. Червон С.В., Кубасов А.С. Новый метод построения инфляционных решений в киральной космологической модели // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Математика, информатика, физика. – 2011. – №1. – С. 134-143.
2. Sergey V. Chervon, Sunil D. Maharaj, Aroonkumar Beesham, Alexandr S. Kubasov. Emergent universe supported by chiral cosmological fields in 5D Einstein-Gauss-Bonnet gravity // Gravitation and Cosmology. – 2014. – Vol. 20, №. 3. – P. 176-181.

3. Beesham A., Chervon S.V., Maharaj S.D., Kubasov A.S. Exact Inflationary Solutions Inspired by the Emergent Universe Scenario // International Journal of Theoretical Physics. – 2015. – Vol.54, №3 – P. 884-895.

В других научных журналах:

4. Червон С.В., Кубасов А.С. Точные решения двухкомпонентной киральной космологической модели в открытой и замкнутой Вселенной // Вестник Ульяновского государственного педагогического университета. – 2010. – выпуск 6. – С. 201-206.
5. A. Beesham, S.V. Chervon, S.D. Maharaj, A.S. Kubasov. An Emergent Universe with Dark Sector Fields in a Chiral Cosmological Model // Quantum Matter. – 2013. – Vol. 2, №. 5. – P. 388-395.
6. Кубасов А.С., Червон С.В. Методы конструирования точных решений в двухкомпонентной киральной космологической модели // Труды международного семинара «Нелинейные поля в теории гравитации и космологии» и Российской школы «Математическое и компьютерное моделирование фундаментальных объектов и явлений», Казань. – 2013. – С. 224-237.

Материалы международных научных конференций

7. Кубасов А.С., Червон С.В. Взаимодействие полей темного сектора в модели степенной инфляции // Труды II Российской школы-семинара «Современные проблемы теории гравитации и космологии». – Казань: ТГГПУ, 2009. – С. 143-144.
8. Kubasov A.S., Chervon S.V. Precise solutions for the nonsingular Universe given rise by chiral fields // Physical Interpretations of Relativity Theory: Proceedings of XV International Scientific Meeting PIRT-2009 – Moscow: BMSTU, 2009. – P. 331-334.
9. Кубасов А.С. Новый метод построения инфляционных решений в киральной космологической модели // Тезисы докладов международной конференции «Современные проблемы гравитации, космологии и релятивистской астрофизики. РУДН-10». – Москва, РУДН, – С. 108-110.
10. Кубасов А.С. Точные решения в рамках экспоненциально-степенной эволюции Вселенной и эволюции по гиперболическому синусу // Сборник тезисов докладов международной научной конференции RUSGRAV-14. – Ульяновск: УлГПУ им. И.Н. Ульянова, 2011. – С. 143.
11. Кубасов А.С. Кинетическое взаимодействие полей в киральной двухкомпонентной космологической модели на точных решениях // Труды III Российской школы-семинара «Современные проблемы теории гравитации и космологии». – Казань: Казанский университет, 2012. – С. 80.
12. Кубасов А.С. Геометрический подход к расщеплению уравнений Эйнштейна в двухкомпонентной киральной космологической модели // Mathematical physics and its applications The third international conference – Самара, СамГТУ, 2012. – С. 179.
13. Кубасов А.С., Червон С.В. Методы решения в киральной двухкомпонентной космологической модели. Тестирование несингулярности (Новорожденной) Вселенной //

Труды международного семинара «Нелинейные поля в теории гравитации и космологии» и Российской школы «Математическое и компьютерное моделирование фундаментальных объектов и явлений». – Казань, КФУ, 2013. – С. 61-62.

14. Кубасов А.С. Точные решения в двухкомпонентной киральной космологической модели с фантомным полем. // Материалы XV-й Российской гравитационной конференции - «Международной конференции по гравитации, космологии и астрофизике» и Международной школы по гравитации и космологии «GRACOS-2014». – Казань, КФУ, 2014. – С. 133-134.

Цитируемая литература

1. Riess A. G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant //The Astronomical Journal. – 1998. – Vol. 116, №. 3. – P. 1009-1038.
2. Perlmutter S. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae //The Astrophysical Journal. – 1999. – Vol. 517, №. 2. – P. 565-586.
3. Smoot G. COBE observations and results //arXiv preprint astro-ph/9902027. – 1999.
4. Bennett C. et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results,(2012) //arXiv preprint arXiv:1212.5225.
5. Hinshaw G. et al. Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Cosmological parameter results, ApJS 208 (2013) 19 //arXiv preprint arXiv:1212.5226.
6. Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters //arXiv preprint arXiv:1303.5076. – 2013.
7. Иванов Г.Г. Симметрии, законы сохранения и точные решения в нелинейной сигма-модели // Теоретическая и математическая физика. – 1983. – Т.57, №1. – С. 45-54.
8. Червон С.В. Плоско-симметричные решения в $SO(4)$ -инвариантной самогравитирующей σ -модели // Известия вузов. Физика. – 1983. – N 8. – С. 89-93.
9. Червон С.В. Точные решения в $SO(3)$ -инвариантной нелинейной сигма модели в специальной теории относительности. // Известия вузов. Физика. – 1985. – N 10. – С. 22.
10. Червон С.В. Точные решения в самогравитирующих $SO(N)$ -инвариантных нелинейных сигма моделях. // В книге: Гравитация и теория относительности. – Казань, издательство Казанского университета 1986. – вып. 23. – С. 103.
11. S.V. Chervon. Chiral non-linear sigma models and cosmological inflation // Gravitation and Cosmology. – 1995. – Vol.1, No.2. – P.91-96.
12. Червон С.В. О киральной модели космологической инфляции. // Известия вузов. Физика. – 1995. – N 5.– С. 114.
13. Chervon S.V. Chiral nonlinear sigma models and problems of cosmological inflation // Proceedings of 11 th Workshop "Large Scale Structure in The Universe 18-24 September 1994, AIP. – Potsdam, Germany, 1995. – P. 343.

14. Червон, С.В. Нелинейные поля в теории гравитации и космологии/ С.В. Червон. – Ульяновск: УлГУ, 1997. – 191 с.
15. Червон С.В., Панина О.Г. Эффекты жесткого воздействия полей темного сектора на космологические возмущения // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Математика, информатика, физика. – 2010. – №4. – С. 121-132.
16. Аббязов Р.Р., Червон С.В. Киральная космологическая модель, включающая темную энергию и темную материю // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Математика, информатика, физика. – 2013. – №2. – С. 125-138.
17. Chervon S.V. Chiral Cosmological Models: Dark Sector Fields Description. // Quantum Matter. – 2013. – Vol.2 – P. 1-8.
18. Harrison E. R. Classification of uniform cosmological models //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1967. – Vol. 137, №. 1. – P. 69-79.

Аннотация

Кубасова Александра Сергеевича

Новые точные решения в киральной космологической модели с фантомными полями

На основе представленных анзацев в 2-х компонентной киральной космологической модели для эйнштейновской гравитации получены новые точные решения для обобщенного режима ранней инфляции. Исследовано поведение кинетической $K(t)$ и потенциальной $V(t)$ энергии «появляющейся» вселенной для эйнштейновской гравитации. Получено и исследовано новое точное решение в 2-х компонентной киральной космологической модели для гравитации Эйнштейна-Гаусса-Бонне для «появляющейся» вселенной. Показано, что методология поиска решения в 2-х компонентной киральной космологической модели для эйнштейновской гравитации применима и для модифицированных теорий гравитации на примере Эйнштейна-Гаусса-Бонне.

Abstract

Kubasov Alexandr Sergeevich

New exact solutions in chiral cosmological model with phantom fields

New exact solutions are obtained for the generalized regime of early inflation on the basis of represented ansatz in the 2-component chiral cosmological model for Einstein gravitation. The behavior of kinetic $K(t)$ and potential $V(t)$ energy of the emergent universe is investigated for Einstein gravitation. New exact solution for the emergent universe in the 2-component chiral cosmological model for Einstein-Gauss-Bonnet gravity is obtained and investigated. It is shown that the methodology of the solutions obtaining in the 2-component chiral cosmological model for Einstein gravitation is applicable also for modified gravity theories in the case of Einstein-Gauss-Bonnet gravity.