

На правах рукописи

Агеева Юлия Александровна

**Космологические решения
в скалярно-тензорной теории Хорндески**

1.3.3 — теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН).

Научный руководитель:

Мионов Сергей Андреевич, кандидат физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, отдел теоретической физики, старший научный сотрудник.

Официальные оппоненты:

Арефьева Ирина Ярославна, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Математический институт им. В.А. Стеклова Российской академии наук, отдел теоретической физики, главный научный сотрудник.

Арбузова Елена Владимировна, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Университет «Дубна», профессор.

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), г. Москва.

Защита состоится _____ в _____ часов на заседании диссертационного совета 24.1.163.01 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН и на сайте www.inr.ru.

Автореферат разослан _____

Ученый секретарь
диссертационного совета 24.1.163.01,
кандидат физ.-мат. наук

Демидов Сергей Владимирович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

На сегодняшний день благодаря многочисленным теоретическим исследованиям совместно с полученными наблюдательными данными свойства Вселенной известны не только качественно, но и количественно, притом с хорошей точностью. Так, теория горячего Большого взрыва и дополнившая ее инфляционная теория [1–5] находятся в согласии с результатами экспериментов и способны последовательно объяснить различные аспекты эволюции Вселенной. Такие этапы эволюции нашей Вселенной как радиационно-доминированная стадия, первичный нуклеосинтез, переход к пылевидной стадии, рекомбинация и другие [6] в свое время были предложены и последовательно описаны как раз в рамках теории горячего Большого взрыва. В то же время, теория горячего Большого взрыва сама по себе сталкивается с рядом проблем, а именно: теория не дает объяснений, почему Вселенная такая большая, однородная и изотропная (так называемая проблема горизонта); почему обладает такой большой энтропией; почему пространственная кривизна либо крайне мала, либо вовсе равна нулю; наконец, в теории Большого Взрыва нет механизма образования первичных неоднородностей (с вполне определенными свойствами), которые требуются для дальнейшего формирования таких структур как звезды, галактики и их скопления. Для того чтобы описать эти свойства, требуется задать специфичные начальные условия.

На помощь приходит инфляционная теория, в рамках которой предлагается решение этих и других проблем теории горячего Большого взрыва. Согласно теории инфляции, горячей стадии предшествовала стадия быстрого, близкого к экспоненциальному, расширения Вселенной. Такое сверхбыстрое расширение является причиной огромного размера видимой части Вселенной, ее однородности и изотропности, плоскостности ее метрики; находит свое объяснение с помощью постинфляционного разогрева и проблема энтропии. Наконец, естественным образом теория инфляции решает и проблему начальных неоднородностей [7–10].

На сегодняшний день существует много различных инфляционных моделей, см., например, [11–24]. Экспериментальные и наблюдательные данные лишь накладывают определенные ограничения на параметры теорий, но не позволяют выделить из всего ряда одну единственно верную [25]. Для окончательного утверждения инфляционной теории требуются и дополнительные эксперименталь-

ные исследования современной Вселенной. Например, многие модели инфляции предсказывают наличие во Вселенной реликтовых гравитационных волн, но пока что экспериментально такие эффекты не наблюдались.

Более того, в инфляционной теории существует ряд неразрешенных проблем. Одной из них, например, является проблема геодезической неполноты¹, которая указывает на то, что в теории может быть сингулярность [27–32]. В общей теории относительности было также показано, что начальная сингулярность является характерным свойством расширяющихся космологических решений, см. [33].

Таким образом, интересно построить и изучить другие космологические сценарии ранней Вселенной, альтернативные инфляции. С одной стороны, детальное исследование альтернативных сценариев косвенно может быть своего рода подтверждением теории инфляции, если другие сценарии по каким-либо причинам окажутся нежизнеспособны (например, не будут согласовываться с наблюдательными данными, будут содержать разного рода патологии и так далее). С другой стороны, новые сценарии ранней Вселенной могут дополнить инфляционную модель, избавляя ее, например, от упомянутой выше начальной сингулярности.

Для построения несингулярных моделей ранней Вселенной зачастую требуется нарушение теоремы Пенроуза [27]. Содержание этой теоремы заключается в следующем. Во-первых, требуется выполнение так называемого изотропного условия энергодоминантности (от англ. “null energy condition”, далее — NEC [33, 34], а также [35, 36]) для рассматриваемой материи. Это условие означает, что тензор энергии-импульса (далее — ТЭИ) $T_{\mu\nu}$ этой материи удовлетворяет следующему неравенству

$$T_{\mu\nu}n^\mu n^\nu > 0, \quad (1)$$

для любого светоподобного вектора n^μ , который в свою очередь удовлетворяет $g_{\mu\nu}n^\mu n^\nu = 0$.² Отдельно отметим, что для случая космо-

¹Стандартное условие геодезической полноты в прошлом имеет вид $\int_{-\infty}^t a(t)dt = \infty$ для пространственно плоской, однородной и изотропной Вселенной с метрикой $ds^2 = dt^2 - a^2(t)dx^2$, где $a(t)$ — масштабный фактор. Отметим здесь, что геодезическая полнота как геометрическая концепция зависит от выбора системы координат (здесь и далее под системой координат мы понимаем то, что в англоязычной литературе обозначается как “frame” или “metric frame”), если например, изучается теория с массивными частицами (см. детали этого вопроса, например, в работе [26]).

²Если в какой-то период эволюции гравитация описывается не стандарт-

логической постоянной ТЭИ равен $T_{\mu\nu} = \Lambda g_{\mu\nu}$ и, соответственно, $T_{\mu\nu}n^\mu n^\nu = 0$. Здесь и далее, греческие индексы принимают значения 0, 1, 2, 3. Во-вторых, требуется некомпактность гиперповерхности Коши. Так, по теореме Пенроуза в будущем обязательно возникает сингулярность, если в пространстве имеется ловушечная поверхность (детали обсуждаются в Приложении А в работе [36]). Рассмотрим в качестве примера сжимающуюся пространственно плоскую Вселенную, заполненную однородной и изотропной материей, для которой выполняется неравенство NEC (1). Ловушечная поверхность в данном случае — это сфера, размер которой превышает H^{-1} , где H — соответствующий параметр Хаббла, см. [36]. Тогда по теореме Пенроуза эволюция такой Вселенной завершается сингулярностью. Совершая инверсию по времени, мы получим расширяющуюся Вселенную с сингулярностью в прошлом. Действительно, если расширяющаяся пространственно плоская Вселенная с метрикой Фридмана–Леметра–Робертсона–Уокера (далее — метрика ФЛРУ) вида $ds^2 = dt^2 - a^2(t)\delta_{ij}dx^i dx^j$, где $a(t)$ — масштабный фактор, а δ_{ij} — символ Кронекера (здесь и далее, латинские индексы пробегают значения 1, 2, 3), заполнена однородной и изотропной материей, то компоненты ТЭИ этой материи в сопутствующей системе отсчета равны

$$T_{00} = \rho, \quad T_{ij} = a^2 \delta_{ij} p. \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность энергии, а p — давление соответствующей материи. Комбинация чисто временной “00” и чисто пространственной “ij” компонент уравнений Эйнштейна, приводят к выражению

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho + p), \quad (3)$$

где G — гравитационная постоянная. Теперь, если мы рассмотрим светоподобный вектор вида $n^\mu = (1, a^{-1}\nu^i)$, при этом $\delta_{ij}\nu^i\nu^j = 1$, то неравенство NEC (1) для случая материи с ТЭИ (2) принимает вид

$$\rho + p > 0. \quad (4)$$

Из уравнения (3) вместе с неравенством (4) следует, что параметр Хаббла не растет со временем. Рассмотрим также и ковариантный закон сохранения энергии-импульса $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$. Для ТЭИ (2) этот закон можно переписать как

$$\frac{d\rho}{dt} = -3H(\rho + p), \quad (5)$$

ной общей теорией относительности, то рассматривают более общее условие $R_{\mu\nu}n^\mu n^\nu \geq 0$, см. [34].

откуда видно, с учетом (4), что в расширяющейся Вселенной со временем плотность энергии ρ уменьшается. Итак, из уравнений (3) и (5), совместно с неравенством (4), следует, что в рамках стандартной общей теории относительности выполнение условий теоремы Пенроуза приводит нас к тому, что расширение Вселенной начинается с сингулярности, которая характеризуется бесконечной плотностью энергии и бесконечным темпом расширения в некоторый момент времени в далеком прошлом.

Как было указано выше, нарушая условия теоремы Пенроуза, можно избежать начальной сингулярности. Например, можно рассматривать новую экзотическую материю, для которой бы нарушалось неравенство NEC (1). Тем не менее до недавнего времени считалось, что нарушить NEC без возникновения патологий нельзя. Так, например, для теорий действительного скалярного поля, минимально связанного с гравитацией и с лагранжианами, содержащими только первые производные, неравенство NEC либо выполняется автоматически, либо теории содержат неустойчивости [14, 37].

В связи с этим в последние годы ведется активное исследование и применение теорий модифицированной гравитации, чьи лагранжианы включают высшие производные поля. Примером таких теорий, в рамках которых допустимо нарушение NEC служит *теория Хорндески*, берущая свое начало в работе [38] и переоткрытая позже в [39]. Теория Хорндески — это скалярно-тензорная теория модифицированной гравитации. Долгое время принято было считать, что подобного рода теории с лагранжианами, содержащими производные выше первой патологичны. Так, лагранжианы с высшими производными обычно приводят к уравнениям движения с производными выше второй, а это в свою очередь приводит к возникновению дополнительных нефизических степеней свободы или, другими словами, к появлению в теории духов Остроградского [40–42]. Тем не менее лагранжиан теории Хорндески устроен так, что хоть он и содержит высшие производные, при получении уравнений движения происходят определенные сокращения, и сами полевые уравнения имеют второй порядок по производным.

Итак, действие теории Хорндески имеет вид

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \mathcal{L}, \quad (6)$$

где g — это детерминант метрики и

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & G_2(\phi, X) - G_3(\phi, X)\square\phi + G_4(\phi, X)R \\ & + G_{4X} [(\square\phi)^2 - (\nabla_\mu\nabla_\nu\phi)^2] \\ & + G_5(\phi, X)G_{\mu\nu}\nabla^\mu\nabla^\nu\phi \\ & - \frac{1}{6}G_{5X} [(\square\phi)^3 - 3\square\phi(\nabla_\mu\nabla_\nu\phi)^2 + 2(\nabla_\mu\nabla_\nu\phi)^3], \end{aligned} \quad (7)$$

где R — это скаляр Риччи, ϕ — это действительное скалярное поле, $X = -\frac{g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi}{2}$, $\square\phi = g^{\mu\nu}\nabla_\mu\nabla_\nu\phi$, $G_{4X} \equiv \partial G_4/\partial X$ и т.д. В общем случае $G_{2,3,4,5}$ — это произвольные функции поля ϕ и X . Сигнатура метрики здесь и далее принята как $(-, +, +, +)$.

В рамках данной работы мы будем использовать теорию Хорндески, а вернее — определенный ее подкласс, для исследования следующих космологических моделей ранней Вселенной без начальной сингулярности. Первая из них — это модель *генезиса* (от англ. “genesis”) [43–51]. В модели генезиса эволюция Вселенной начинается с бесконечного отрицательного времени и плоского пространства-времени Минковского, далее постепенно плотность энергии скалярного поля ϕ начинает расти. При приближении к некоторому моменту времени, например, к $t = 0$, происходит переход к инфляционной стадии или же разогрев и переход на горячую стадию. Так, если после генезиса запускается радиационно-доминированная стадия, то тогда генезис выступает как альтернатива инфляции. Вторая возможность — это модель Вселенной со *сжатием и отскоком* (от англ. “bounce”) [52–54, 54–60]. В этой модели предполагается, что эволюция Вселенной начинается со сжатия ($H < 0$), затем в какой-то момент происходит отскок (смена знака параметра Хаббла) и дальнейшее расширение ($H > 0$). Как и в случае с генезисом, после отскока последующим этапом может быть как инфляция, так и горячая стадия.

Упомянутые выше модели генезиса и отскока устойчивы. Под устойчивостью понимается то, что в соответствующей линеаризованной теории нет духовых и градиентных неустойчивостей. Кроме того, в дальнейшем мы будем требовать, чтобы скорости звука соответствующих возмущений не превышали скорости света. Тем не менее построение устойчивых моделей генезиса или отскока на ранних временах вовсе не означает, что космологические решения будут устойчивы и на протяжении всей последующей истории жизни Вселенной. Весьма большой интерес все же представляет получение именно полной устойчивой модели эволюции на всех временах (в данной работе время будет принимать значения от $-\infty$ до $+\infty$). Отметим, что наи-

большие трудности возникают при моделировании устойчивого промежуточного периода между эпохами (например, переход с генезиса или отскока далее на инфляцию и/или горячую стадию).

Однако, в работах [61, 62] в рамках как теории обобщенных галилеонов, так и в общей теории Хорндески, были сформулированы так называемые *запрещающие* теоремы (от англ. “no-go theorem”) о невозможности построения космологических решений без начальной сингулярности, которые были бы свободны от градиентных неустойчивостей на протяжении всей эволюции.

В той же работе [62] (а также в [63]) было отмечено, что одним из возможных космологических сценариев (будь то генезис или отскок), свободным от неустойчивостей на всех последующих космологических эпохах, является тот, в котором, на первый взгляд, возникает *режим сильной связи*: эффективная масса Планка стремится к нулю при больших отрицательных временах и классический анализ теории запрещен. Здесь можно пойти следующими путями. С одной стороны, можно полностью отказаться от теории, где наивно возникает режим сильной связи. Например, существует обобщение теории Хорндески — так называемые “расширенные” теории Хорндески (от англ. “beyond Horndeski theories”) [64–66], в рамках которых возможно построение как и самой несингулярной эпохи (например, генезиса или отскока) с нарушением NEC, так и устойчивого классического решения на протяжении всей эволюции [67–71]. В данной диссертации мы не рассматриваем эту возможность. С другой стороны, можно провести детальный анализ режима сильной связи. Такой анализ или, иными словами, возможность применения классического полевого описания эволюции Вселенной на ранних стадиях базируется на сравнении характерных масштабов энергии: чтобы выяснить, является ли классический подход законным на рассматриваемых ранних временах, нужно оценить масштаб сильной связи и сравнить его с обратным характерным временем эволюции космологических решений (фоновых решений). Масштаб энергии сильной связи обычно определяется взаимодействиями возмущений метрики,³ которые характеризуются действием высших (выше второго) порядков по этим возмущениям. Если окажется, что масштаб энергии сильной связи выше классического масштаба на рассматриваемых временах, то применение классического полевого описания решений законно, ре-

³В общем случае, в теории есть и возмущения скалярного поля. Мы же налагаем с самого начала унитарную калибровку, которая имеет вид $\delta\phi = 0$, и работаем только с возмущениями метрики.

жим сильной связи на указанных временах отсутствует.

Характерные масштабы энергии сильной связи вычисляются с помощью размерного анализа слагаемых действия третьего и высших порядков по соответствующим возмущениям метрики. Тем не менее в данной диссертации показано, что размерный анализ может давать завышенную оценку масштаба сильной связи, а в некоторых моделях приводить и к неправильному ответу. Поэтому масштабы энергии сильной связи следует вычислять более точно, используя условие унитарности S -матрицы и следующие из этого условия унитарные ограничения.

Цель диссертации

Целью данного диссертационного исследования является изучение классических космологических решений без начальной сингулярности в скалярно-тензорных теориях гравитации со старшими производными (в подклассе теории Хорндески), анализ проблемы режима сильной связи в таких моделях и построение полной эволюции ранней Вселенной, устойчивой на всех временах.

Научная новизна и практическая ценность

Все основные результаты, выдвигаемые на защиту, являются новыми. Так, изучение режима сильной связи, его наличие или отсутствие в устойчивых несингулярных моделях ранней Вселенной в рамках теории Хорндески — новая задача, данный вопрос еще не был подробно освещён в литературе. Однако, режим сильной связи был обозначен в ряде работ (см., например, [62, 63]) в качестве новой возможной патологии рассматриваемых теорий-кандидатов на описание ранней Вселенной. Кроме того, изучение сшивки эпох генезиса или Вселенной с отскоком с последующими стадиями эволюции Вселенной — отдельная неисследованная задача. Актуальность исследования космологических сценариев, предшествовавших горячей стадии, подтверждается существенным количеством новых работ в указанной области. Прделанная работа позволила глубже понять структуру используемых скалярно-тензорных теорий. Отдельное исследование размерного анализа проблемы сильной связи на простом примере модели сжимающейся Вселенной, которая конформно связана с некоторой теорией инфляции, позволило определить недостатки такого подхода, подтолкнув нас к исследованию и использованию более точного анализа проблемы сильной связи с помощью условия унитарности и унитарных ограничений.

Все результаты, полученные в диссертации имеют теоретическое значение, а предложенные устойчивые космологические решения —

генезис, Вселенная с отскоком и их модификации — в рамках под-класса теории Хорндески без начальной сингулярности и без сильной связи с гравитацией в прошлом являются собой реалистичные примеры полных моделей ранней Вселенной. Так, например, в этих моделях в будущих работах может быть вычислен спектр, наклон спектра возмущений, исследованы негауссовости, а знание этих величин позволит наложить дополнительные ограничения на параметры модели из наблюдательных данных. Благодаря тому, что построенные модели асимптотически в будущем выходят на стадию, где динамика расширения определяется безмассовым скалярным полем и стандартной ОТО, указанные сценарии допускают естественный выход на горячую стадию после эпохи генезиса или после отскока, что делает данные решения интересными с точки зрения построения полной модели Вселенной.

Апробация диссертации

Основные результаты, изложенные в диссертации, были представлены на следующих конференциях, семинарах, школах:

1. Международный семинар “XXth International Seminar on High Energy Physics (QUARKS-2018)”, Валдай, Россия, 27 мая — 2 июня 2018 года.
2. Международная школа Cargese 2018 International Summer School “Mass: From the Higgs to Cosmology”, Каржез, Франция, 9 — 21 июля 2018 года.
3. Международная школа и конференция “YITP Asian-Pacific Winter School and Workshop on Gravitation and Cosmology 2019”, Киото, Япония, 11—15 февраля 2019 года.
4. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных “Ломоносов-2019”, Москва, Россия, 8—12 апреля 2019 года.
5. Международная конференция “The 29th Workshop on General Relativity and Gravitation in Japan”, Кобе, Япония, 25—29 ноября 2019 года.
6. X Межинститутская молодежная конференция “Физика элементарных частиц и космология 2021”, Долгопрудный, Россия, 19 — 20 апреля 2021 года.

7. Международный семинар Quarks-2020 “Online Workshops-2021”, секция “Modification of Gravity: Theories and Observations”, онлайн, 31 мая—24 июня 2021 года.
8. Международная конференция “International Conference on Quantum Field Theory, High–Energy Physics, and Cosmology”, Дубна, Россия, 17–22 июля 2022 года.
9. Мемориальная конференция памяти академика Андрея Алексеевича Славнова, Москва, Россия, 21–22 декабря 2022 года.

Результаты также были представлены 15 мая 2023 г. на семинаре отдела теоретической физики Института ядерных исследований Российской академии наук.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, четырех приложений и списка литературы. Общий объем работы 141 страница. Диссертация содержит 18 рисунков. Список литературы включает 130 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** приводятся мотивация и актуальность исследования новых несингулярных космологических сценариев ранней Вселенной, альтернативных теории инфляции. Обсуждаются особенности построения таких несингулярных сценариев в рамках скалярно-тензорных теорий гравитации (теории Хорндески). Во Введении также отмечено, как в рассматриваемых несингулярных моделях ранней Вселенной потенциально возникает проблема сильной связи: эффективная масса Планка стремится к нулю при больших отрицательных временах и классический анализ теории, казалось бы, запрещен.

В **главе 1** рассматривается конкретный подкласс теории Хорндески и определенный анзац для функций лагранжиана, в рамках которых возможно построение устойчивого на всех временах генезиса без сильной связи на ранних временах. Так, в параграфе 1.1 приведены: лагранжиан подкласса теории Хорндески как в ковариантном, так и в АДМ формализмах; явный вид возмущенной метрики; соответствующие уравнения движения; анзац для функций лагранжиана, в рамках которого можно получить в качестве фонового решения генезис. В параграфе 1.2 приводятся формулы для квадратичного

действия для возмущений метрики (скалярных и тензорного) в унитарной калибровке, а в параграфе 1.3 подробно обсуждается устойчивость решения и запрещающая теорема, а также способ обойти ее условия. Получен явный вид ограничений на параметры лагранжиана: как раз в рамках этих ограничений и можно обойти запрещающую теорему. Здесь же показано, как в теории наивно возникает проблема сильной связи на больших отрицательных временах. В параграфе 1.4 приводится действие третьего порядка для возмущений и проводится размерный анализ проблемы сильной связи во всех секторах — скалярном (пункт 1.4.1), смешанном (пункты 1.4.2 и 1.4.3) и тензорном (пункт 1.4.4).

Глава 2 посвящена построению полных несингулярных моделей ранней Вселенной. В параграфе 2.1 приводится анзац для функций лагранжиана, в рамках которых будет построен сценарий сжатия с последующим отскоком, явный вид уравнений движения в этом анзаце и коэффициенты из действия второго порядка для возмущений. В этом же параграфе детально показано, как можно построить модель ранней Вселенной, эволюция которой начинается со сжатия с последующим отскоком, затем происходит переход на стадию инфляции, после которой запускается эпоха, на которой дальнейшая динамика определяется безмассовым скалярным полем, а в гравитационном секторе восстанавливается стандартная общая теория относительности. Приводится конкретный численный пример такой модели. Аналогичным образом в параграфе 2.2 был построен другой сценарий: после сжатия и отскока сразу наступает стадия с безмассовым скалярным полем и стандартной гравитацией, описываемой ОТО. Кроме того, также и различные численные примеры полных моделей с генезисом на ранних временах построены и приводятся в параграфах 2.3 и 2.4.

Далее, **глава 3** содержит исследование потенциальной проблемы сильной связи на ранних временах в модели сжимающейся Вселенной, которая конформно связана с некоторой моделью инфляции. Наивный размерный анализ в модели со сжатием приводит к выводу, что масштаб энергии сильной связи в такой теории есть и он даже может быть ниже классического. Однако, с точки зрения того, что модель сжимающейся Вселенной конформно связана с моделью инфляции, никакого масштаба сильной связи, кроме планковского, в теории быть не должно. Из вычислений соответствующих матричных элементов и при использовании условия унитарности было показано, что модель сжимающейся Вселенной действительно свободна

от режима сильной связи, как и должно быть.

Наконец, в **главе 4** получены соотношения унитарности для парциальных амплитуд процессов рассеяния $2 \rightarrow 2$ с учетом вклада промежуточных двухчастичных состояний. Такое соотношение мы получаем в двух случаях: когда частицы в паре различимы (параграф 4.1) и идентичны (параграф 4.2). Далее, в параграфе 4.3 получены унитарные ограничения, а в параграфе 4.4 на примере простой теории с двумя действительными полями продемонстрировано, что полученные ранее соотношение унитарности действительно выполняется в первом нетривиальном порядке по константам связи.

Заключение содержит краткую формулировку результатов исследований, представленных в диссертации.

Приложение А содержит явные формулы для коэффициентов в квадратичном и кубическом действиях для возмущений в случае выбранного подкласса теории Хорндески, а также кубическое действие, записанное в терминах всех возмущений скалярного сектора до подстановки уравнений связи.

В **Приложении В** приведен подробный анализ проблемы сильной связи для модели сжимающейся Вселенной.

Приложение С содержит технические детали и обсуждение тонкостей численных вычислений, которые проводились для модели Вселенной, эволюция которой начинается с плоского пространства-времени Минковского, а затем переходит на сжатие.

Наконец, **Приложение D** посвящено обсуждению T -инвариантности S -матрицы и следующей из этой инвариантности симметрии для парциальных амплитуд.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В диссертации изучались классические космологические решения без начальной сингулярности в рамках подкласса теории Хорндески. Центральным вопросом при исследовании указанных решений являлась проблема режима сильной связи на самых ранних временах эволюции Вселенной. Так, для защиты выдвигаются следующие результаты:

1. В рамках указанной теории была изучена несингулярная модель ранней Вселенной — устойчивый на протяжении всего времени эволюции генезис. Казалось бы, при обходе условий запрещающей теоремы (что в свою очередь открывает возможность построения устойчивого на всех временах космологического решения) наивно возникает режим сильной связи на ранних временах. Однако, было продемонстрировано, что в такой модели, согласно проделанному размерному анализу действия третьего порядка по возмущениям метрики, энергетический масштаб сильной связи превышает классический на ранних временах, а значит классическое описание построенной модели генезиса на указанных временах законно.
2. Для конкретного анзаца функций лагранжиана подкласса теории Хорндески были построены различные варианты полной эволюции ранней Вселенной. Эволюция в построенных примерах начинается с конкретных несингулярных эпох — сжатия с отскоком, генезиса, а также их модификаций. Было показано, что эти модели устойчивы в каждый момент времени, возмущения над фоном распространяются со скоростями меньшими, чем скорость света; модели находятся вне режима сильной связи на больших отрицательных временах. Построен и устойчивый переход между указанными ранними эпохами и последующей эпохой инфляции, а далее — переход на стадию, где динамика определяется безмассовым действительным скалярным полем, а гравитация описывается ОТО. Приведены и конкретные численные примеры эволюции ранней Вселенной без промежуточной инфляции.
3. Было обнаружено и показано на конкретном примере модели сжимающейся Вселенной, которая конформно связана с моделью инфляции, что наивный размерный анализ проблемы сильной связи проблематичен. Действительно, такой анализ не все-

гда дает правильный ответ и для того, чтобы определить применимость классического описания в некоторых моделях требуется проводить более точный анализ проблемы сильной связи с помощью диаграммной техники, условия унитарности и унитарных ограничений. Так, сперва был проведен размерный анализ в модели со сжатием; он привел к выводу, что масштаб энергии сильной связи в такой теории есть и для конкретных моделей сжатия он, вообще говоря, может быть ниже классического. Однако, рассматриваемая модель Вселенной со сжатием конформно связана с моделью инфляции, и потому единственный возможный масштаб энергии сильной связи — это масса Планка, а все классические масштабы в такой теории, разумеется, ниже планковского. Из вычислений соответствующих матричных элементов и при использовании условия унитарности было показано, что в модели сжатия действительно отсутствует режим сильной связи, как и должно быть.

4. Были получены соотношения унитарности для парциальных амплитуд для процессов рассеяния $2 \rightarrow 2$ с учетом вклада промежуточных двухчастичных состояний в теории скалярных полей с разными скоростями звука. Мотивировкой для получения этих унитарных ограничений была необходимость оценивать масштаб сильной связи в соответствующей эффективной теории поля более точным способом, нежели с помощью размерного анализа. Явными однопетлевыми вычислениями (в первом нетривиальном порядке по константам связи) в простой модели двух скалярных полей с разными скоростями звука было показано, что полученные соотношения унитарности выполняются.

Основные результаты диссертации опубликованы в 4 статьях в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базах Web of Science, Scopus и RSCI:

1. Y. Ageeva, O. Evseev, O. Melichev and V. Rubakov. Towards evading the strong coupling problem in Horndeski Genesis // Physical Review D. — 2020. — Vol. 102. — no.2. — 023519.
2. Y. Ageeva, P. Petrov and V. Rubakov. Nonsingular cosmological models with strong gravity in the past // Physical Review D. — 2021. — Vol. 104. — no.6. — 063530.
3. Y. Ageeva and P. Petrov. On the strong coupling problem in

cosmologies with “strong gravity in the past” // Modern Physics Letters A. — 2022. — Vol. 37. — no.26. — 2250171.

4. Y. Ageeva and P. Petrov. Unitarity relation and unitarity bounds for scalars with different sound speeds // Physics—Uspekhi. — 2022.

а также в тезисах докладов:

1. Y. Ageeva, O. Evseev, O. Melichev and V. Rubakov, Horndeski Genesis: strong coupling and absence thereof // EPJ Web Conferences. — 2018. — Vol. 191. — 07010.

Список литературы

- [1] A. H. Guth, Phys. Rev. D **23**, 347-356 (1981) doi:10.1103/PhysRevD.23.347
- [2] A. A. Starobinsky, Phys. Lett. B **91**, 99-102 (1980) doi:10.1016/0370-2693(80)90670-X
- [3] K. Sato, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **195**, 467-479 (1981) NORDITA-80-29.
- [4] A. D. Linde, Phys. Lett. B **108**, 389-393 (1982) doi:10.1016/0370-2693(82)91219-9
- [5] A. Albrecht and P. J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **48**, 1220-1223 (1982) doi:10.1103/PhysRevLett.48.1220
- [6] V. A. Rubakov and D. S. Gorbunov, World Scientific, 2017, ISBN 978-981-320-987-9, 978-981-320-988-6, 978-981-322-005-8 doi:10.1142/10447
- [7] S. W. Hawking, Phys. Lett. B **115**, 295 (1982) doi:10.1016/0370-2693(82)90373-2
- [8] A. A. Starobinsky, Phys. Lett. B **117**, 175-178 (1982) doi:10.1016/0370-2693(82)90541-X
- [9] A. H. Guth and S. Y. Pi, Phys. Rev. Lett. **49**, 1110-1113 (1982) doi:10.1103/PhysRevLett.49.1110

- [10] J. M. Bardeen, P. J. Steinhardt and M. S. Turner, Phys. Rev. D **28**, 679 (1983) doi:10.1103/PhysRevD.28.679
- [11] F. C. Adams and K. Freese, Phys. Rev. D **43**, 353-361 (1991) doi:10.1103/PhysRevD.43.353 [arXiv:hep-ph/0504135 [hep-ph]].
- [12] F. C. Adams, J. R. Bond, K. Freese, J. A. Frieman and A. V. Olinto, Phys. Rev. D **47**, 426-455 (1993) doi:10.1103/PhysRevD.47.426 [arXiv:hep-ph/9207245 [hep-ph]].
- [13] P. J. E. Peebles and A. Vilenkin, Phys. Rev. D **59**, 063505 (1999) doi:10.1103/PhysRevD.59.063505 [arXiv:astro-ph/9810509 [astro-ph]].
- [14] C. Armendariz-Picon, T. Damour and V. F. Mukhanov, Phys. Lett. B **458**, 209-218 (1999) doi:10.1016/S0370-2693(99)00603-6 [arXiv:hep-th/9904075 [hep-th]].
- [15] G. R. Dvali, Q. Shafi and S. Solganik, [arXiv:hep-th/0105203 [hep-th]].
- [16] M. Alishahiha, E. Silverstein and D. Tong, Phys. Rev. D **70**, 123505 (2004) doi:10.1103/PhysRevD.70.123505 [arXiv:hep-th/0404084 [hep-th]].
- [17] L. Boubekur and D. H. Lyth, JCAP **07**, 010 (2005) doi:10.1088/1475-7516/2005/07/010 [arXiv:hep-ph/0502047 [hep-ph]].
- [18] T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama, Phys. Rev. Lett. **105**, 231302 (2010) doi:10.1103/PhysRevLett.105.231302 [arXiv:1008.0603 [hep-th]].
- [19] K. Kamada, T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama, Phys. Rev. D **83**, 083515 (2011) doi:10.1103/PhysRevD.83.083515 [arXiv:1012.4238 [astro-ph.CO]].
- [20] F. Bezrukov, A. Magnin, M. Shaposhnikov and S. Sibiryakov, JHEP **01**, 016 (2011) doi:10.1007/JHEP01(2011)016 [arXiv:1008.5157 [hep-ph]].
- [21] C. Germani and A. Kehagias, Phys. Rev. Lett. **105**, 011302 (2010) doi:10.1103/PhysRevLett.105.011302 [arXiv:1003.2635 [hep-ph]].

- [22] C. Germani and A. Kehagias, JCAP **05**, 019 (2010) [erratum: JCAP **06**, E01 (2010)] doi:10.1088/1475-7516/2010/05/019 [arXiv:1003.4285 [astro-ph.CO]].
- [23] C. Germani and A. Kehagias, Phys. Rev. Lett. **106**, 161302 (2011) doi:10.1103/PhysRevLett.106.161302 [arXiv:1012.0853 [hep-ph]].
- [24] T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama, Prog. Theor. Phys. **126**, 511-529 (2011) doi:10.1143/PTP.126.511 [arXiv:1105.5723 [hep-th]].
- [25] N. Aghanim *et al.* [Planck], Astron. Astrophys. **641**, A6 (2020) [erratum: Astron. Astrophys. **652**, C4 (2021)] doi:10.1051/0004-6361/201833910 [arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO]].
- [26] V. A. Rubakov and C. Wetterich, Symmetry **14**, no.12, 2557 (2022) doi:10.3390/sym14122557 [arXiv:2210.11198 [gr-qc]].
- [27] R. Penrose, Phys. Rev. Lett. **14**, 57-59 (1965) doi:10.1103/PhysRevLett.14.57
- [28] S. W. Hawking, Phys. Rev. Lett. **17**, 444-445 (1966) doi:10.1103/PhysRevLett.17.444
- [29] A. Borde and A. Vilenkin, Phys. Rev. Lett. **72**, 3305-3309 (1994) doi:10.1103/PhysRevLett.72.3305 [arXiv:gr-qc/9312022 [gr-qc]].
- [30] A. Borde and A. Vilenkin, Int. J. Mod. Phys. D **5**, 813-824 (1996) doi:10.1142/S0218271896000497 [arXiv:gr-qc/9612036 [gr-qc]].
- [31] A. Borde, A. H. Guth and A. Vilenkin, Phys. Rev. Lett. **90**, 151301 (2003) doi:10.1103/PhysRevLett.90.151301 [arXiv:gr-qc/0110012 [gr-qc]].
- [32] D. Yoshida and J. Quintin, Class. Quant. Grav. **35**, no.15, 155019 (2018) doi:10.1088/1361-6382/aacf4b [arXiv:1803.07085 [gr-qc]].
- [33] S. W. Hawking and G. F. R. Ellis, Cambridge University Press, 2023, ISBN 978-1-00-925316-1, 978-1-00-925315-4, 978-0-521-20016-5, 978-0-521-09906-6, 978-0-511-82630-6, 978-0-521-09906-6 doi:10.1017/9781009253161
- [34] F. J. Tipler, Phys. Rev. D **17**, 2521-2528 (1978) doi:10.1103/PhysRevD.17.2521

- [35] I. Y. Aref'eva and I. V. Volovich, *Theor. Math. Phys.* **155**, 503-511 (2008) doi:10.1007/s11232-008-0041-8 [arXiv:hep-th/0612098 [hep-th]].
- [36] V. A. Rubakov, *Phys. Usp.* **57**, 128-142 (2014) doi:10.3367/UFNe.0184.201402b.0137 [arXiv:1401.4024 [hep-th]].
- [37] J. Garriga and V. F. Mukhanov, *Phys. Lett. B* **458**, 219-225 (1999) doi:10.1016/S0370-2693(99)00602-4 [arXiv:hep-th/9904176 [hep-th]].
- [38] G. W. Horndeski, *Int. J. Theor. Phys.* **10**, 363-384 (1974) doi:10.1007/BF01807638
- [39] C. Charmousis, E. J. Copeland, A. Padilla and P. M. Saffin, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 051101 (2012) doi:10.1103/PhysRevLett.108.051101 [arXiv:1106.2000 [hep-th]].
- [40] M. Ostrogradsky, *Mem. Acad. St. Petersburg* **6**, no.4, 385-517 (1850)
- [41] R. P. Woodard, *Lect. Notes Phys.* **720**, 403-433 (2007) doi:10.1007/978-3-540-71013-4_14 [arXiv:astro-ph/0601672 [astro-ph]].
- [42] H. Motohashi and T. Suyama, *Phys. Rev. D* **91**, no.8, 085009 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.085009 [arXiv:1411.3721 [physics.class-ph]].
- [43] G. Veneziano, *JCAP* **03**, 004 (2004) doi:10.1088/1475-7516/2004/03/004 [arXiv:hep-th/0312182 [hep-th]].
- [44] I. Y. Aref'eva, L. V. Joukovskaya and S. Y. Vernov, *JHEP* **07**, 087 (2007) doi:10.1088/1126-6708/2007/07/087 [arXiv:hep-th/0701184 [hep-th]].
- [45] P. Creminelli, A. Nicolis and E. Trincherini, *JCAP* **11**, 021 (2010) doi:10.1088/1475-7516/2010/11/021 [arXiv:1007.0027 [hep-th]].
- [46] P. Creminelli, K. Hinterbichler, J. Khoury, A. Nicolis and E. Trincherini, *JHEP* **02**, 006 (2013) doi:10.1007/JHEP02(2013)006 [arXiv:1209.3768 [hep-th]].

- [47] K. Hinterbichler, A. Joyce, J. Khoury and G. E. J. Miller, JCAP **12**, 030 (2012) doi:10.1088/1475-7516/2012/12/030 [arXiv:1209.5742 [hep-th]].
- [48] B. Elder, A. Joyce and J. Khoury, Phys. Rev. D **89**, no.4, 044027 (2014) doi:10.1103/PhysRevD.89.044027 [arXiv:1311.5889 [hep-th]].
- [49] D. Pirtskhalava, L. Santoni, E. Trincherini and P. Uttayararat, JHEP **12**, 151 (2014) doi:10.1007/JHEP12(2014)151 [arXiv:1410.0882 [hep-th]].
- [50] S. Nishi and T. Kobayashi, JCAP **03**, 057 (2015) doi:10.1088/1475-7516/2015/03/057 [arXiv:1501.02553 [hep-th]].
- [51] T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama, JCAP **07**, 017 (2015) doi:10.1088/1475-7516/2015/07/017 [arXiv:1504.05710 [hep-th]].
- [52] T. Qiu, J. Evslin, Y. F. Cai, M. Li and X. Zhang, JCAP **10**, 036 (2011) doi:10.1088/1475-7516/2011/10/036 [arXiv:1108.0593 [hep-th]].
- [53] D. A. Easson, I. Sawicki and A. Vikman, JCAP **11**, 021 (2011) doi:10.1088/1475-7516/2011/11/021 [arXiv:1109.1047 [hep-th]].
- [54] Y. F. Cai, D. A. Easson and R. Brandenberger, JCAP **08**, 020 (2012) doi:10.1088/1475-7516/2012/08/020 [arXiv:1206.2382 [hep-th]].
- [55] M. Osipov and V. Rubakov, JCAP **11**, 031 (2013) doi:10.1088/1475-7516/2013/11/031 [arXiv:1303.1221 [hep-th]].
- [56] T. Qiu, X. Gao and E. N. Saridakis, Phys. Rev. D **88**, no.4, 043525 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.88.043525 [arXiv:1303.2372 [astro-ph.CO]].
- [57] M. Koehn, J. L. Lehners and B. A. Ovrut, Phys. Rev. D **90**, no.2, 025005 (2014) doi:10.1103/PhysRevD.90.025005 [arXiv:1310.7577 [hep-th]].
- [58] L. Battarra, M. Koehn, J. L. Lehners and B. A. Ovrut, JCAP **07**, 007 (2014) doi:10.1088/1475-7516/2014/07/007 [arXiv:1404.5067 [hep-th]].

- [59] T. Qiu and Y. T. Wang, *JHEP* **04**, 130 (2015) doi:10.1007/JHEP04(2015)130 [arXiv:1501.03568 [astro-ph.CO]].
- [60] A. Ijjas and P. J. Steinhardt, *Phys. Rev. Lett.* **117**, no.12, 121304 (2016) doi:10.1103/PhysRevLett.117.121304 [arXiv:1606.08880 [gr-qc]].
- [61] M. Libanov, S. Mironov and V. Rubakov, *JCAP* **08**, 037 (2016) doi:10.1088/1475-7516/2016/08/037 [arXiv:1605.05992 [hep-th]].
- [62] T. Kobayashi, *Phys. Rev. D* **94**, no.4, 043511 (2016) doi:10.1103/PhysRevD.94.043511 [arXiv:1606.05831 [hep-th]].
- [63] A. Ijjas and P. J. Steinhardt, *Phys. Lett. B* **764**, 289-294 (2017) doi:10.1016/j.physletb.2016.11.047 [arXiv:1609.01253 [gr-qc]].
- [64] M. Zumalacárregui and J. García-Bellido, *Phys. Rev. D* **89**, 064046 (2014) doi:10.1103/PhysRevD.89.064046 [arXiv:1308.4685 [gr-qc]].
- [65] J. Gleyzes, D. Langlois, F. Piazza and F. Vernizzi, *Phys. Rev. Lett.* **114**, no.21, 211101 (2015) doi:10.1103/PhysRevLett.114.211101 [arXiv:1404.6495 [hep-th]].
- [66] J. Gleyzes, D. Langlois, F. Piazza and F. Vernizzi, *JCAP* **02**, 018 (2015) doi:10.1088/1475-7516/2015/02/018 [arXiv:1408.1952 [astro-ph.CO]].
- [67] R. Kolevatov, S. Mironov, N. Sukhov and V. Volkova, *JCAP* **08**, 038 (2017) doi:10.1088/1475-7516/2017/08/038 [arXiv:1705.06626 [hep-th]].
- [68] S. Mironov and V. Volkova, *Int. J. Mod. Phys. A* **33**, no.27, 1850155 (2018) doi:10.1142/S0217751X18501555 [arXiv:1712.09909 [hep-th]].
- [69] S. Mironov, V. Rubakov and V. Volkova, *JCAP* **10**, 050 (2018) doi:10.1088/1475-7516/2018/10/050 [arXiv:1807.08361 [hep-th]].
- [70] V. E. Volkova, S. A. Mironov and V. A. Rubakov, *J. Exp. Theor. Phys.* **129**, no.4, 553-565 (2019) doi:10.1134/S1063776119100236
- [71] S. Mironov, V. Rubakov and V. Volkova, *Phys. Rev. D* **100**, no.8, 083521 (2019) doi:10.1103/PhysRevD.100.083521 [arXiv:1905.06249 [hep-th]].

Научное издание
Агеева Юлия Александровна
Космологические решения
в скалярно-тензорной теории Хорндески
АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Принято в печать 01.06.2023

Ф-т 60x84/16 Уч.-изд.л. 1,0 Зак. № 22511 Тираж 70 экз. Бесплатно

Печать цифровая

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

Издательский отдел

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а