

Садеков Дамир Ильдарович

Квантовая теория поля в неинвариантных состояниях

Специальность 1.3.3. Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)».

Научный руководитель — Ахмедов Эмиль Тофик оглы, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник лаборатории физики высоких энергий Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»

Официальные оппоненты:

Кривонос Сергей Олегович — доктор физико-математических наук, начальник отдела Современной математической физики Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова Объединенного института ядерных исследований

Левков Дмитрий Геннадиевич — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института ядерных исследований Российской академии наук

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Математический институт им. В.А. Стеклова Российской академии наук (МИАН)

Защита состоится 28 сентября 2026 г. в 13 часов 30 минут на заседании диссертационного совета **24.1.262.04** при Физическом институте им. П.Н. Лебедева по адресу: г. Москва, Ленинский проспект, д.53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН, а также на сайте организации [thesis_sadekov.pdf \(lebedev.ru\)](#).

Автореферат разослан «__» июня 2026 года.

Ученый секретарь диссертационного совета

24.1.262.04 доктор физико-математических наук Чернышов Д.О.

Общая характеристика работы

В течение большей части XX века после создания квантовой механики учёные развивали формализм и методы квантовой теории поля, которая на данный момент является основным инструментом для предсказания явлений на субатомном уровне. Так, Стандартная модель — продукт квантовой теории поля — даёт достаточно точные предсказания, подтверждённые экспериментами на Большом адронном коллайдере (ЦЕРН) вплоть до энергий порядка 13 ТэВ. До запуска коллайдера многие физики ожидали, что он выявит существенные отклонения от теории, однако этого не произошло. Несмотря на то, что в последние годы и наблюдались небольшие аномалии, считается, что принципиально новая физика проявляется лишь на планковских масштабах $l_P \sim 10^{-35}$ м, недоступных для современных экспериментальных исследований. На этих масштабах взаимодействия, описываемые квантовой теорией поля, должны объединяться с гравитацией в единую теорию. Это открывает простор для современной теоретической физики и мотивирует развитие различных подходов к объединению квантовой теории и гравитации, таких как теория струн [1], бран [2], голографическое соответствие [3] и т. п.

Одним из возможных путей к объединению квантовой теории поля с гравитацией является прямое квантование гравитационного поля. Однако попытки построить последовательную квантовую теорию гравитации сталкиваются с серьёзными концептуальными и техническими трудностями, включая неперенормируемые ультрафиолетовые расходимости и проблемы с сохранением унитарности [4,5]. В связи с этим важную роль играет более ограниченный, квазиклассический подход, в рамках которого гравитационное поле рассматривается как классическое, тогда как динамика материи описывается методами квантовой теории поля. Такой подход, известный как квантовая теория поля на внешнем гравитационном фоне, не является полноценной альтернативой квантовой гравитации, однако представляет собой естественный промежуточный шаг в её

направлении. В частности, он позволяет последовательно исследовать влияние искривлённого или динамического пространства-времени на квантовые поля и широко применяется при описании физических процессов в ранней Вселенной, где кривизна и нестационарность фона играют существенную роль. Важным концептуальным результатом, полученным в рамках этого подхода, стало осознание того, что в нестационарных искривлённых пространствах отсутствует единственное каноническое вакуумное состояние, аналогичное состоянию минимальной энергии в плоском пространстве Минковского. Как подробно обсуждается, например, в монографиях [6, 7], отсутствие симметрии относительно сдвигов времени приводит к неоднозначности понятий вакуума и частицы в квантовой теории поля. Это обстоятельство находит наглядное проявление в ряде фундаментальных физических эффектов. Так, в работах Швингера было показано, что сильное внешнее электрическое поле способно приводить к спонтанному рождению пар частица–античастица [8]. В гравитационном контексте аналогичные идеи проявляются, в частности, в том, что равномерно ускоренный наблюдатель в плоском пространстве-времени воспринимает вакуумное состояние как тепловое распределение частиц [9]. Ещё более глубоким результатом стало предсказание того, что чёрные дыры должны испускать тепловое излучение за счёт квантовых эффектов вблизи горизонта событий, как было показано в работах Хокинга [10, 11]. Эти примеры наглядно демонстрируют, что квантовые флуктуации поля в присутствии сильных внешних полей или кривизны пространства-времени могут приводить к наблюдаемым физическим эффектам, отсутствующим в стационарных ситуациях.

Аналогичные квантовые эффекты проявляются и в космологическом контексте. Расширяющаяся Вселенная способна рождать частицы из вакуума за счёт гравитационного поля, изменяющегося во времени. Впервые такой эффект был продемонстрирован в работе [12], показавшей, что в фридмановской Вселенной возникают пары частиц, рождающиеся на стадии быстрого расширения. Последующие исследования (например, работы Я. Б. Зельдовича и А. А.

Старобинского [13]) подтвердили, что рождение частиц может происходить в различных моделях ранней Вселенной. Эти идеи сыграли важную роль в формировании современной теории космологической инфляции, согласно которой в ранней Вселенной имела место короткая эпоха стремительного экспоненциального расширения [14, 15]. Квантовые флуктуации поля в эту инфляционную эпоху рассматриваются как источник первичных возмущений, породивших крупномасштабную структуру Вселенной [16].

При анализе квантовых флуктуаций на динамическом фоне возникает вопрос о выборе начального квантового состояния поля. Чаще всего в моделях инфляции предполагается особое инвариантное вакуумное состояние — вакуум Банча–Дэвиса [17], которое обладает большой симметрией и даёт регулярное поведение корреляционных функций. Однако вакуум Банча–Дэвиса является лишь частным случаем начального состояния. В принципе можно рассматривать и другие, более общие начальные состояния, неинвариантные относительно изометрий фонового пространства — в конечном счёте очевидным представляется предположение, что реальное начальное состояние полей во Вселенной на старте инфляционного расширения было крайне неравновесным. В свою очередь, это может приводить к отличающимся предсказаниям для наблюдаемых величин. Подобные модификации начального состояния активно обсуждались в литературе в контексте возможных наблюдательных последствий [18, 19]. Кроме того, исследование квантовых полей за пределами инвариантного вакуума важно и с теоретической точки зрения: в нестационарных моделях часто возникают секулярные (возрастающие со временем) эффекты от квантовых петлевых поправок. Например, расчёты петлевых вкладов в пространстве де Ситтера показывают, что квантовые средние могут неограниченно расти во времени [20–22], указывая на необходимость учёта обратной реакции квантовых флуктуаций на эволюцию самой Вселенной. В то же время более детальный анализ показывает, что влияние выбора начального состояния может существенно сказываться на результате пересуммирования растущих петлевых вкладов [23].

Таким образом, ряд открытых вопросов неравновесной квантовой теории поля во внешних фоновых полях, включая неоднозначность определения частиц и вакуума, зависимость физических величин от выбора начального состояния и секулярных эффектов, мотивирует дальнейшее развитие этой области. Настоящая диссертация посвящена изучению квантовой теории поля в неинвариантных начальных состояниях. Это позволит углубить понимание указанных концептуальных проблем и заложить основу для их разрешения.

Цели и задачи диссертационного исследования

Настоящая диссертация ставит своей целью исследование квантовой теории поля в нестационарных ситуациях на фоне сильных внешних полей. Для этого решаются следующие задачи:

- Исследование тока фермионов на фоне сильного постоянного электрического поля для различных начальных состояний квантовой материи.
- Изучение динамики корреляторов в свободной скалярной теории поля в плоском пространстве и пространстве де Ситтера после возмущения равновесной матрицы плотности оператором кванча.
- Вычисление и суммирование петлевых поправок, содержащих секулярный рост в теории с кубическим самодействием в пространстве де Ситтера.
- Исследование массивного слагаемого в эффективной теории для космологических возмущений метрики в тензорном секторе гравитации, индуцированного взаимодействием со скалярным квантовым полем на фоне пространства де Ситтера.

Актуальность

Квантовая теория поля в нестационарных условиях и на фоне внешних полей является одной из ключевых областей современной теоретической физики и играет важную роль в изучении процессов, происходящих как в космологии ранней Вселенной, так и в системах с сильными электромагнитными и гравитационными полями [12, 23, 24]. В таких ситуациях существенное значение имеют эффекты, связанные с неравновесной динамикой, выбором начального квантового состояния и ростом квантовых поправок во времени, которые не описываются в рамках стандартных равновесных подходов. Особый интерес в этом контексте представляют расширяющиеся пространства, в частности пространство де Ситтера, а также модели сильных внешних электрических полей, служащие естественными моделями для исследования инфракрасных эффектов, петлевых поправок и их влияния на наблюдаемые физические величины. Изучение этих явлений является важным этапом в развитии квантовой теории поля вне равновесия и в искривлённом пространстве-времени, а также в уточнении её пределов применимости при описании фундаментальных физических процессов.

Научная новизна

Все основные результаты диссертации являются оригинальными и впервые получены в ходе научной работы автора диссертации. В частности, установлена зависимость вакуумного тока фермионов в постоянном сильном электрическом поле от выбора начального состояния в определенном классе фоковских вакуумов и найдено состояние с нулевым индуцированным током. Разработан метод вычисления неравновесной динамики корреляторов после глобального квенча, задаваемого унитарным преобразованием равновесной матрицы плотности и показано отсутствие релаксации двухточечных функций безмассового скалярного поля в плоском пространстве. В пространстве де Ситтера установлена зависи-

мость релаксации от массы поля. Показано, что для лёгких скалярных полей в Пуанкаре-регионе пространства де Ситтера при начальном состоянии Банча–Дэвиса в петлевых поправках к пропагатору Келдыша доминируют лестничные диаграммы с секулярным ростом и получено частное решение уравнения, суммирующего данный класс диаграмм. Вычислено однопетлевое эффективное действие Швингера–Келдыша для космологических возмущений метрики, индуцированное взаимодействием со скалярным квантовым полем в пространстве де Ситтера, на основе которого показано отсутствие генерации эффективной массы в тензорном секторе и продемонстрировано наличие нетривиальных вкладов в скалярном секторе для лёгких полей.

Методология и методы исследования

В диссертационной работе используются методы квантовой теории поля в нестационарных условиях и искривлённом пространстве-времени. Основным инструментом является формализм Келдыша–Швингера, в рамках которого вычисляются корреляционные функции и квантовые поправки с использованием соответствующей диаграммной техники. Для анализа и пересуммирования ведущих петлевых вкладов применяются уравнения Дайсона–Швингера.

Практическая и научная ценность

Исследования, представленные в диссертационной работе, носят теоретический характер. Полученные результаты имеют значение для развития квантовой теории поля в нестационарных условиях и на фоне сильных внешних полей. Выводы работы могут быть использованы в исследованиях по космологии ранней Вселенной, теории инфляции, физике квантовых полей в искривлённом пространстве-времени, включая гравитационные поля вблизи чёрных дыр и других пространств с горизонтами, а также при анализе квантовых эффектов в сильных электрических и гравитационных полях. Развита в диссертации

подходы расширяют возможности описания неравновесных квантовых процессов и систематического учёта квантовых поправок в нестационарных пространствах, включая инфляционные космологические сценарии и ситуации с сильными внешними гравитационными полями. Полученные результаты способствуют более глубокому пониманию поведения квантовых полей в экстремальных условиях и могут служить основой для дальнейших исследований в области квантовой теории поля и космологии.

Основные положения, выносимые на защиту диссертации

- Вакуумный ток фермионов на фоне постоянного внешнего электрического поля зависит от начального состояния из определенного класса фоковских вакуумов. В этом классе существует состояние, для которого ток равен нулю, тогда как для остальных состояний ток расходится пропорционально длительности действия электрического поля.
- Динамика корреляторов после глобального квенча, определяемого как действие унитарного оператора на вакуумную матрицу плотности, может быть определена на основе разработанной техники. В плоском пространстве для гауссового возмущения начального состояния релаксация двух-точечных функций безмассовых полей отсутствует. В пространстве де Ситтера степень релаксации определяется массой скалярного поля.
- Для легких полей в Пуанкаре-регионе пространства де Ситтера при начальном состоянии Банча–Дэвиса в поправке к пропагатору Келдыша доминируют лестничные диаграммы, содержащие секулярный рост. Суммирование таких диаграмм приводит к уравнениям на их полную сумму, допускающим частные решения.
- Динамика гравитационных возмущений, взаимодействующих с квантовым скалярным полем, определяется однопетлевым эффективным дей-

ствием Швингера-Келдыша на фоне пуанкаре-региона пространства де Ситтера. В тензорном секторе гравитации эффективная масса равна нулю, а в скалярном секторе для легких полей возникают нетривиальные вклады.

Апробация диссертации и публикации

Результаты исследований вошедших в диссертацию многократно представлялись соискателем на отечественных и международных конференциях и семинарах. В частности, на **семинарах** отделения теоретической физики ФИАН им. П.Н. Лебедева (г. Москва), отделения теоретической физики ИЯИ (г. Москва), кафедры теоретической физики МФТИ (г. Долгопрудный), лаборатории физики высоких энергий МФТИ (г. Долгопрудный), а также на следующих **международных конференциях**: VII International Conference “Models in Quantum Field Theory” (Санкт-Петербург, 2022), International Conference on “Particle Physics and Cosmology” dedicated to Prof. V. Rubakov memory (Ереван, Армения, 2023), “Fields and Strings 2024” (Москва, 2024), “QUARKS-2024” (Переславль-Залесский, 2024), 18th RUSSIAN GRAVITATIONAL CONFERENCE (Казань, 2024), VIII International Conference "Models in Quantum Field Theory" (Санкт-Петербург, 2025) — и **отечественных конференциях**: “Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике” (Москва, ИТЭФ, 2021), 63-, 64-, 65-я “Всероссийская научная конференция МФТИ” (Долгопрудный, МФТИ, 2020, 2021, 2023). Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами.

По материалам диссертации опубликовано 4 статьи в международных реферируемых журналах, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus.

Личный вклад автора

Результаты, представленные в диссертации, были получены диссертантом лично, либо при его непосредственном участии. Во всех опубликованных работах диссертант совместно с соавторами участвовал в постановке исследовательских задач, выборе методов их решения, интерпретации результатов и формулировке выводов. В работе [II] диссертант был единственным автором.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения (Введение), пяти глав основного текста (Главы 1–5), заключения (Глава 6) и десяти приложений (А–J). Общий объем диссертации составляет 123 страницы, включая 11 рисунков. Список литературы содержит 163 ссылки.

Содержание диссертации

Диссертация посвящена исследованию квантовой теории поля в нестационарных условиях на фоне сильных внешних полей. Основное внимание уделяется зависимости физических наблюдаемых от выбора начального квантового состояния, неравновесной динамике корреляционных функций и поведению квантовых поправок в расширяющемся пространстве-времени. Рассматриваются модели с сильными внешними электрическими полями, а также квантовые поля в пространстве де Ситтера, представляющем интерес в контексте космологии ранней Вселенной. Исследуется динамика квантовых систем после возмущения начального состояния и анализируются эффекты, связанные с секулярным ростом петлевых поправок. Отдельное внимание уделяется вычислению эффективного действия для космологических возмущений метрики и роли квантовых эффектов в формировании эффективных параметров теории.

Электрический ток в сильном внешнем электрическом поле

Исследуется влияние выбора начального состояния на электрический ток в древесном приближении в квантовой теории поля во внешнем классическом электрическом поле.

В нестационарных задачах, допускающих рождение частиц, стандартное определение вакуума оказывается неоднозначным. В присутствии внешнего поля отсутствует инвариантность относительно группы Пуанкаре, а разделение на положительные и отрицательные частоты становится неединственным. В связи с этим вводится дополнительное физическое требование — условие корректного адамарова поведения мод, согласно которому в ультрафиолетовом пределе решения должны переходить в плоские волны.

Рассматривается квантовая электродинамика с фермионами во внешнем постоянном электрическом поле. Исходное действие имеет вид

$$S = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - j^{\mu,cl} A_\mu \right], \quad (1)$$

В рамках нашей задачи будем считать электромагнитное поле классическим и нединамическим. Для описания постоянного и однородного электрического поля зафиксируем калибровочный потенциал в форме $A_\mu^{cl} = (0 \ 0 \ 0 \ eEt)^T$. Уравнение движения для фермионного поля во внешнем фоне записывается как

$$(i\gamma^\mu D_\mu^{cl} - m) \psi = (i\gamma^\mu \partial_\mu - e\gamma^\mu A_\mu^{cl} - m) \psi = 0. \quad (2)$$

Показано, что после перехода к импульсному представлению задача сводится к дифференциальному уравнению второго порядка

$$\left(\partial_t^2 + P_3^2 + |p_\perp|^2 + m^2 + ieE\gamma^0\gamma^3 \right) \chi_{\mathbf{p}}(t) = 0, \quad (3)$$

Решения данного уравнения выражаются через функции параболического цилиндра и представляют собой линейную комбинацию независимых мод, па-

раметризуемую коэффициентами Боголюбова:

$$\begin{cases} f_{\mathbf{p}}(t) = \alpha D_{\nu}(z) + \beta D_{\nu}(-z), \\ \varphi_{\mathbf{p}}(t) = \tilde{\alpha} D_{-\nu}(-iz) + \tilde{\beta} D_{-\nu}(iz). \end{cases} \quad (4)$$

Анализ ультрафиолетового поведения позволяет выделить моды, удовлетворяющие условию адамарова поведения. Соответствующие решения имеют вид

$$f_{\mathbf{p}}^{(+)}(t) = A_{\mathbf{p}}^{(+)} \left(D_{\nu}(z) - e^{-\pi \frac{m^2 + |p_{\perp}|^2}{2eE}} D_{\nu}(-z) \right). \quad (5)$$

Разложение оператора фермионного поля по найденным модам записывается в стандартной форме

$$\widehat{\Psi}(t, \mathbf{x})_a = \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi)^3} \sum_{s=1}^2 \left[\widehat{a}_{\mathbf{p},s} \psi_{\mathbf{p},s,a}^{(+)}(t) e^{i\mathbf{p}\mathbf{x}} + \widehat{b}_{\mathbf{p},s}^{\dagger} \psi_{-\mathbf{p},s,a}^{(-)}(t) e^{-i\mathbf{p}\mathbf{x}} \right]. \quad (6)$$

Из канонических антикоммутиционных соотношений следуют ограничения на коэффициенты разложения, определяющие допустимое пространство состояний.

Вычисляется вакуумное среднее тока фермионного поля. Получено выражение для древесного тока после преобразований

$$\langle J^3 \rangle_{\text{tree}} = \langle \bar{\Psi} \gamma^3 \Psi \rangle = 2 \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi)^3} \left[1 - 4 (m^2 + |p_{\perp}|^2) |f_{\mathbf{p}}|^2 \right]. \quad (7)$$

Показано, что подынтегральное выражение является полной производной по импульсу, что позволяет свести вычисление к граничным членам. В результате получено общее выражение для тока, зависящее от выбора вакуумного

СОСТОЯНИЯ:

$$\begin{aligned}
\langle J^3 \rangle_{\text{tree}} &= -4 \lim_{\Lambda \rightarrow +\infty} \Lambda \int \frac{d^2 p_{\perp}}{(2\pi)^3} \left[\frac{e^{-\pi \frac{m^2 + |p_{\perp}|^2}{eE}} (|\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2\text{Re}(\alpha^* \beta) e^{\pi \frac{m^2 + |p_{\perp}|^2}{2eE}})}{|\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2\text{Re}(\alpha^* \beta) e^{-\pi \frac{m^2 + |p_{\perp}|^2}{2eE}}} \right] = \\
&= -8 \lim_{\Lambda \rightarrow +\infty} \Lambda \int \frac{d^2 p_{\perp}}{(2\pi)^3} \left[e^{-3\pi \frac{m^2 + |p_{\perp}|^2}{4eE}} (m^2 + |p_{\perp}|^2) \left(|\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2\text{Re}(\alpha^* \beta) e^{\pi \frac{m^2 + |p_{\perp}|^2}{2eE}} \right) \right].
\end{aligned} \tag{8}$$

Установлено, что на древесном уровне ток либо обращается в нуль, либо линейно расходится с ультрафиолетовым обрезанием, при этом конечный вклад отсутствует. Для мод с корректным адамаровым поведением получено выражение

$$\langle J^3 \rangle_{\text{tree}} = \lim_{\Lambda \rightarrow +\infty} \frac{e^{-\pi \frac{m^2}{eE}}}{2\pi^3} eE\Lambda. \tag{9}$$

Условие обращения тока в нуль имеет вид

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2\text{Re}(\alpha^* \beta) e^{\pi \frac{m^2 + |p_{\perp}|^2}{2eE}} = 0. \tag{10}$$

Соответствующие моды нарушают условие адамарова поведения и потому сами по себе не являются физически допустимыми. Однако такие моды можно использовать при построении более обширного класса фоковских состояний, которые являются интегральными обобщениями преобразований Боголюбова:

$$\xi_{\mathbf{p},s}(t, \mathbf{x}) = \int d^3 \mathbf{k} \sum_{r=1}^2 \left[\alpha_{\mathbf{k}pr}^s \psi_{\mathbf{k},s}^{(+)}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + \beta_{-\mathbf{k}pr}^s \psi_{-\mathbf{k},s}^{(-)}(t) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} \right], \tag{11}$$

$$\eta_{\mathbf{p},s}(t, \mathbf{x}) = \int d^3 \mathbf{k} \sum_{r=1}^2 \left[\gamma_{\mathbf{k}pr}^s \psi_{\mathbf{k},s}^{(+)}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + \omega_{-\mathbf{k}pr}^s \psi_{-\mathbf{k},s}^{(-)}(t) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} \right]. \tag{12}$$

Глобальный кванч в искривленном пространстве-времени

Одним из аналитически контролируемых способов изучения неравновесной динамики системы является вычисление корреляторов после кванча – внезап-

ного изменения параметров системы. Мы описываем глобальный квенч как действие унитарного оператора на равновесную матрицу плотности:

$$\hat{\rho} = \hat{Q} \hat{\rho}_0 \hat{Q}^\dagger, \quad \hat{Q} = \exp \left\{ i\alpha \int d^{D-1} \mathbf{x} \sqrt{|g|} \hat{\phi}^2(\mathbf{x}) \right\},$$

где α — произвольный параметр размерности массы, $[\alpha] = [m]$.

Тогда для свободной теории поправка к двух-точечной функции Келдыша содержит конечное число слагаемых, которые можно записать так:

$$\begin{aligned} iG_K^Q(t, \mathbf{x}|t, \mathbf{y}) &= \int \frac{d^{D-1} \mathbf{k}}{(2\pi)^{D-1}} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{x}-\mathbf{y})} \left\{ iG_K(\mathbf{k}|t, t) - \right. \\ &\quad \left. - 4\alpha \sqrt{|g(t_0)|} iG_K(\mathbf{k}|t, t_0) G_R(\mathbf{k}|t, t_0) + \right. \\ &\quad \left. + 4\alpha^2 \sqrt{|g(t_0)|} \sqrt{|g(t_0)|} iG_K(\mathbf{k}|t_0, t_0) G_R(\mathbf{k}|t, t_0) G_R(\mathbf{k}|t, t_0) \right\} = \\ &= iG_K(t, \mathbf{x}|t, \mathbf{y}) - 4\alpha I_1(t, t_0, r) + 4\alpha^2 I_2(t, t_0, r). \end{aligned} \quad (13)$$

В случае наиболее интересного для нас случая $D = 4$ пространства-времени, для массивных полей в пространстве Минковского при больших временах $mt \gg 1$ получаем релаксацию двухточечного коррелятора:

$$\begin{aligned} iG_K^Q(t, \mathbf{x}|t, \mathbf{y}) &\simeq iG_K^{\text{post-quench}}(r) + \frac{\alpha \sqrt{\alpha^2 + m^2}}{8\pi^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{(mt)^{\frac{3}{2}}} \cos(2mt + \delta), \\ \delta &= \frac{\pi}{4} - \arctan\left(\frac{\alpha}{m}\right), \end{aligned} \quad (14)$$

где $iG_K^{\text{post-quench}}(r)$ является модифицированным двухточечным коррелятором после квенча, а скорость релаксации качественно совпадает с результатом в случае $m(t)$ -протокола [25, 26].

Однако для безмассовых полей $m = 0$ в пространстве Минковского при больших временах $t \gg r$ мы получаем отсутствие релаксации даже в четырёх-мерном случае:

$$iG_K^Q \sim \alpha^2 \log \left[\frac{2t}{r} \right]. \quad (15)$$

В случае массивного квенча такое поведение наблюдается в более низких раз-

мерностях, но не в четырёхмерии.

В Пуанкаре-регионе пространства де Ситтера

$$ds^2 = \frac{1}{\eta^2} [d\eta^2 - d\mathbf{x}^2] \quad (16)$$

моды квантового поля выражаются через функции Ганкеля:

$$\phi(\eta, \mathbf{x}) = \int \frac{d^{D-1}\mathbf{p}}{(2\pi)^{D-1}} \left[\hat{a}_{\mathbf{p}} f_{\mathbf{p}}(\eta) e^{i\mathbf{p}\mathbf{x}} + \hat{a}_{\mathbf{p}}^\dagger f_{\mathbf{p}}^*(\eta) e^{-i\mathbf{p}\mathbf{x}} \right], \quad [\hat{a}_{\mathbf{p}}, \hat{a}_{\mathbf{q}}^\dagger] = (2\pi)^{D-1} \delta(\mathbf{p} - \mathbf{q}),$$

$$f_{\mathbf{p}}(\eta) = \eta^{\frac{D-1}{2}} h_\nu(p\eta), \quad p \equiv |\mathbf{p}|, \quad (17)$$

$$h_\nu(p\eta) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-\frac{\pi}{2}\nu} H_{i\nu}^{(1)}(p\eta), \quad \nu = \sqrt{m^2 - \frac{(D-1)^2}{4}} \quad (\text{principal series}),$$

$$h_\nu(p\eta) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} H_\nu^{(1)}(p\eta), \quad \nu = \sqrt{\frac{(D-1)^2}{4} - m^2} \quad (\text{complementary series}), \quad (18)$$

В качестве равновесной матрицы плотности будем рассматривать матрицу плотности, отвечающую чистому состоянию Банча-Дэвиса $\hat{a}_{\mathbf{p}}|\text{BD}\rangle = 0$. Тогда, зная асимптотики функций Ганкеля можно оценить интегралы, которые входят в поправки к функции Келдыша:

$$I_1^{\text{EPP}} \simeq a(r) \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_0} \right)^{3-2\nu} + \text{подавленные вклады}, \quad (19)$$

$$I_2^{\text{EPP}} \simeq \left(\frac{\eta}{\eta_0} \right)^{3-2\nu} \cdot \left[b + \frac{A_-^2 \eta_0}{4\pi^2 r} \int_\nu^{\nu \frac{\eta_0}{\eta}} \frac{d\ell}{\ell^{1+2\nu}} \sin\left(\ell \frac{r}{\eta_0}\right) \cdot \left(1 + \sin(2\ell - \pi\nu)\right) \right] -$$

$$- \frac{1}{8\pi^2} \frac{\eta^2}{\eta_0^2} \text{Ci}\left(\nu \frac{r}{\eta}\right) + \text{подавленные вклады}, \quad (20)$$

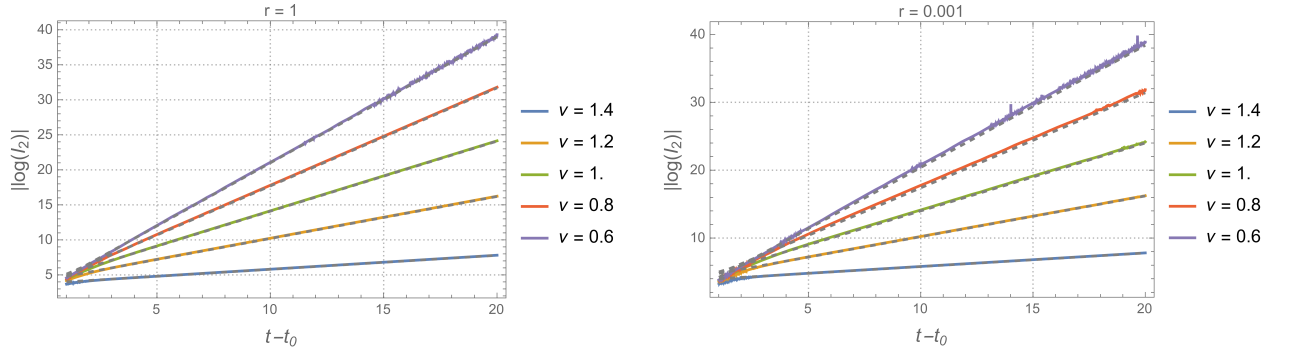


Рис. 1: Численные графики $|\log(I_2)|$ как функции времени $t - t_0$ для масс $m < \sqrt{2}$, $r = 1$ (левый рисунок) и $r = 0.001$ (правый). Пунктирными линиями отображена аналитическая оценка. Взят параметр $-t_0 = \log(102) \simeq 4.6$.

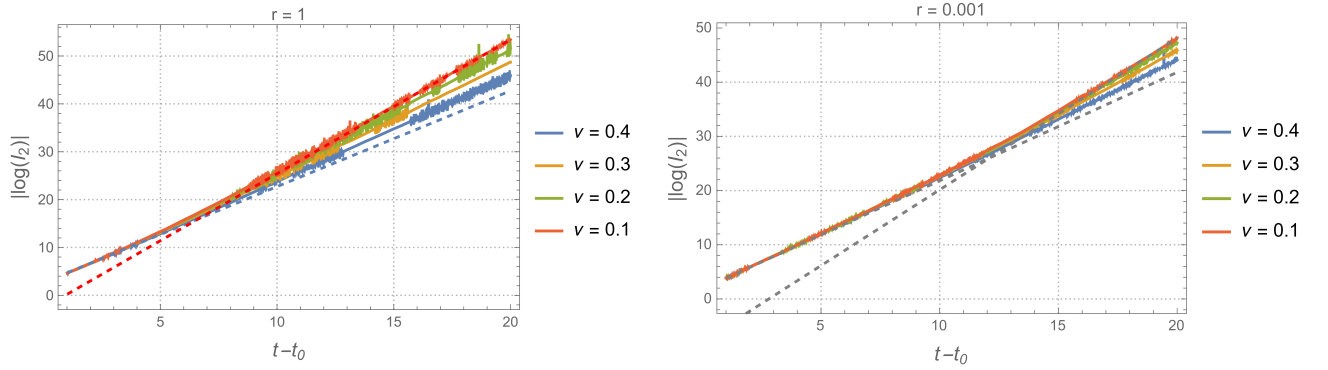


Рис. 2: Численные графики $|\log(I_2)|$ как функции времени $t - t_0$ для масс $m > \sqrt{2}$. Здесь видно что до момента времени $t \lesssim -\log(r)$ наклон графиков равен $2 < 3 - 2\nu$ (синяя пунктирная линия) независимо от масс полей, а для времен $t > -\log(r)$ наклон совпадает с $3 - 2\nu$ (красная пунктирная линия для $\nu = 0.1$).

где Ci это интегральный косинус и

$$a(r) \simeq \frac{A_-^3 \text{Im}\{A_+\}}{\pi^2} \frac{\nu^{3-2\nu}}{3-2\nu} + \frac{A_-^2 \eta_0}{4\pi^2 r} \int_{\nu}^{\infty} \frac{d\ell}{\ell^{2\nu}} \sin\left(\ell \frac{r}{\eta_0}\right) \cos(2\ell - \pi\nu), \quad (21)$$

$$b = \frac{2A_-^4 \text{Im}^2\{A_+\}}{\pi^2} \frac{\nu^{3-2\nu}}{3-2\nu}.$$

Оказывается, что качественное поведение на малых временах зависит от массы поля и меняет свой характер при значении $m = \sqrt{2}$, см. Рис. 1 и Рис. 2.

Секулярный рост в пространстве де Ситтера

Для легких скалярных полей ($m < \frac{D-1}{2}$) в расширяющемся Пуанкаре-регионе (16) исследуются секулярно растущие вклады в петлевых диаграммах в теории с кубическим самодействием:

$$S[\phi] = \int d^D x \sqrt{|g|} \left[\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{6} \phi^3 \right]. \quad (22)$$

А именно, изучается поведение двухточечных корреляционных функций в пределе будущей бесконечности $p\eta \rightarrow 0$ при фиксированном отношении времён.

В этом пределе пропагатор Келдыша с учётом петлевых поправок имеет стандартное представление через заселённости уровней и аномальные квантовые средние:

$$G^K(\mathbf{p}|\eta_1, \eta_2) \simeq \left(\frac{1}{2} + n_p(\eta) \right) f_p(\eta_1) f_p^*(\eta_2) + \varkappa_p(\eta) f_p(\eta_1) f_p(\eta_2) + \text{с.с.} \quad (23)$$

Анализ показывает, что на однопетлевом уровне в ϕ^3 -теории пропагатор Келдыша получает секулярно растущий вклад, пропорциональный логарифму времени. Итоговое выражение для доминирующей поправки:

$$\Delta_{1\text{-loop}} G^K(\mathbf{p}|\eta, \eta) \simeq G_0^K(\mathbf{p}|\eta, \eta) \cdot A\lambda^2 \log \left(\frac{p\eta}{|\nu|} \right), \quad \text{в пределе } p\eta \rightarrow 0. \quad (24)$$

Этот вклад становится сравнимым с древесным при достаточно больших временах эволюции. При этом важно, что запаздывающий и опережающий пропагаторы не содержат растущих со временем поправок. Показано, что секулярный рост возникает из нелокальных диаграмм (см. Рис. 3), тогда как локальные диаграммы не дают вклада такого типа. Кроме того, диаграммы более сложной топологии (например, как на Рис. 4) оказываются подавленными:

$$\Delta G_K = \left\{ \begin{array}{c} \text{cl} \text{---} \text{q} \text{---} \text{cl} \\ \text{q} \text{---} \text{cl} \end{array} \right\} + \text{cl} \text{---} \text{q} \text{---} \text{cl} + \left\{ \begin{array}{c} \text{cl} \text{---} \text{q} \text{---} \text{cl} \\ \text{cl} \text{---} \text{q} \end{array} \right\}$$

Рис. 3: Однопетлевая поправка к пропагатору Келдыша.

$$\Delta^{(2)} G_K \underset{\text{leading part}}{\sim} 2 \times \text{cl} \text{---} \text{q} \text{---} \text{cl} + \left\{ \begin{array}{c} \text{cl} \text{---} \text{q} \text{---} \text{cl} \\ \text{cl} \text{---} \text{q} \end{array} \right\}$$

Рис. 4: Пузырь внутри пузыря.

$$\begin{aligned} \Delta^{(2)} G^K(\mathbf{p}|\eta, \eta) &\sim \frac{\lambda^4}{(p\eta)^{2\nu}} \int_1^{\frac{1}{\sqrt{p\eta}}} \frac{dv}{v^{2\nu+1}} \int_v^{\frac{1}{p\eta v}} \frac{du}{u} \int d^{D-1} \ell \log(\ell) h_\nu^2(\ell v) h_\nu^{*2}\left(\frac{\ell}{v}\right) \sim \\ &\sim \frac{\lambda^4 \eta^{D-1}}{(p\eta)^{2\nu}} \log(p\eta) \sim \lambda^4 \log(p\eta) G_0^K(\mathbf{p}|\eta, \eta). \end{aligned} \quad (25)$$

Это означает, что такие диаграммы не участвуют в формировании ведущих вкладов вида $(\lambda^2 \log(p\eta))^n$. Аналогичным образом можно показать, что поправки к многоточечным корреляционным функциям не содержат секулярного роста. Это позволяет записать уравнение Дайсона–Швингера для пропагатора Келдыша в виде, в котором пересуммируются лестничные диаграммы:

$$\begin{aligned}
G^K(\mathbf{p}|\eta, \eta) \simeq & G_0^K(\mathbf{p}|\eta, \eta) + \lambda^2 \int \frac{d^{D-1}\mathbf{k}}{(2\pi)^{D-1}} \frac{d\eta_3}{\eta_3^D} \frac{d\eta_4}{\eta_4^D} \left[-\frac{1}{2}\theta(\eta_3 - \eta)\theta(\eta_4 - \eta) \times \right. \\
& \times \rho(\mathbf{p}|\eta, \eta_3) \left(G_0^{K^2}(\mathbf{k} - \mathbf{p}|\eta_3, \eta_4) - \frac{1}{4}\rho^2(\mathbf{k} - \mathbf{p}|\eta_3, \eta_4) \right) \rho(\mathbf{p}|\eta_4, \eta) + \\
& + \theta(\eta_4 - \eta_3)\theta(\eta_3 - \eta)\rho(\mathbf{p}|\eta, \eta_3)\rho(\mathbf{k} - \mathbf{p}|\eta_3, \eta_4)G_0^K(\mathbf{k} - \mathbf{p}|\eta_3, \eta_4)G^K(\mathbf{p}|\eta_4, \eta) + \\
& \left. + \theta(\eta_3 - \eta_4)\theta(\eta_4 - \eta)G_0^K(\mathbf{p}|\eta, \eta_3)\rho(\mathbf{k} - \mathbf{p}|\eta_3, \eta_4)G_0^K(\mathbf{k} - \mathbf{p}|\eta_3, \eta_4)\rho(\mathbf{p}|\eta_4, \eta) \right].
\end{aligned} \tag{26}$$

В случае начального состояния Банча-Дэвиса, или возмущения над ним, заданного как ненулевые значения заселенности квантовых уровней и аномальных квантовых средних на поверхности постоянного физического импульса, это уравнение решается приближенно, и демонстрирует степенное усиление в поведении пропагатора:

$$\frac{G^K(\mathbf{p}|\eta, \eta)}{G_0^K(\mathbf{p}|\eta, \eta)} \sim (p\eta)^{-|\alpha|}.$$

Таким образом, секулярные эффекты приводят к существенной инфракрасной модификации двухточечных функций. При этом стоит отметить, однако, что $\alpha \sim \lambda^2$ и сам по себе не дает большого вклада в среднее от тензора энергии-импульса.

Эффективная масса гравитона в пространстве де Ситтера

Исследуется эффективное действие для гравитационных возмущений в пространстве де Ситтера и рассчитывается индуцированная масса гравитона за счёт квантовых поправок от материи. Основная мотивация связана с наличием ненулевой температуры Гиббонса–Хокинга в де Ситтере, что по аналогии с фотоном в физике плазмы может генерировать эффективную массу у калибровочных полей.

В качестве исходной модели рассматривается гравитация, связанная со сво-

$$\Gamma_{\text{eff}} = S_{\text{cl}} + \text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} .$$

Рис. 5: Эффективное действие

бодным массивным скалярным полем, описываемая действием

$$S[g_{\mu\nu}, \phi] = -\frac{1}{16\pi G} \int d^D x \sqrt{|g|} [R + 2\Lambda] + \frac{1}{2} \int d^D x \sqrt{|g|} [g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - M^2 \phi^2] , \quad (27)$$

Метрика представляется в виде суммы фоновой метрики пространства де Ситтера и малого возмущения:

$$g_{\mu\nu} = \hat{g}_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad \hat{g}_{\mu\nu} = \frac{1}{H^2 \eta^2} \text{diag}(1, -1, \dots, -1) . \quad (28)$$

Для выяснения динамики гравитационных возмущений можно изучить эффективное действие на поле $h_{\mu\nu}$ в формализме функционального интеграла Келдыша-Швингера. Вычисление эффективного действия проводится пертурбативно по возмущениям метрики с использованием пропагаторов на контуре Келдыша. В результате получается выражение, содержащее как нелокальные вклады, так и локальные члены, связанные с диаграммами типа “головастик” (см. Рис. 5):

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{eff}} = & S_{\text{cl}} - \frac{1}{2} \int \frac{d^D x}{H^D \eta^D} h_q^{\alpha\beta} \langle T_{\alpha\beta}^{\text{cl-cl}} \rangle - \\ & - \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{d\eta}{H^D \eta^D} \int_\eta^\infty \frac{d\eta'}{H^D \eta'^D} \int_{\mathbf{k}} h_{\text{cl}}^{\mu\nu}(\eta', \mathbf{k}) \Pi_{\mu\nu|\alpha\beta}^{\text{bub}}(-\mathbf{k}|\eta', \eta) h_q^{\alpha\beta}(\eta, -\mathbf{k}) + \\ & + \int_0^\infty \frac{d\eta}{H^D \eta^D} \int_{\mathbf{k}} h_{\text{cl}}^{\mu\nu}(\eta, \mathbf{k}) \Pi_{\mu\nu|\alpha\beta}^{\text{loc}}(\eta) h_q^{\alpha\beta}(\eta, -\mathbf{k}) . \end{aligned} \quad (29)$$

Соответствующее уравнение движения для гравитационного поля имеет вид

интегро-дифференциального уравнения:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{16\pi G} \widehat{EOM}_{\mu\nu|\alpha\beta} h^{\mu\nu}(\mathbf{k}, \eta) - \\
& - \frac{1}{2} \int_{\eta}^{\infty} \frac{d\eta'}{H^D \eta'^D} \Pi_{\mu\nu|\alpha\beta}^{\text{bub}}(\mathbf{k}|\eta', \eta) h^{\mu\nu}(\mathbf{k}, \eta') + \Pi_{\mu\nu|\alpha\beta}^{\text{loc}}(\eta) h^{\mu\nu}(\mathbf{k}, \eta) = \frac{1}{2} \langle T_{\alpha\beta}^{\text{cl-cl}} \rangle.
\end{aligned} \tag{30}$$

Также следует добавить перенормировку космологической постоянной

$$\begin{aligned}
\delta_{\Lambda} \Gamma_{\text{eff}} = & - \int d^D x \sqrt{g(x)} \delta\lambda = - \int d^D x \sqrt{\hat{g}} \delta\lambda - \frac{1}{2} \int d^D x \sqrt{\hat{g}(x)} \hat{g}_{\mu\nu} h_q^{\mu\nu} \times \delta\lambda - \\
& - \frac{1}{4} \int d^D x \sqrt{\hat{g}} (\hat{g}_{\mu\nu} \hat{g}_{\alpha\beta} - \hat{g}_{\mu\alpha} \hat{g}_{\nu\beta} - \hat{g}_{\mu\beta} \hat{g}_{\nu\alpha}) h_{\text{cl}}^{\mu\nu} h_{\alpha\beta}^q \times \delta\lambda,
\end{aligned} \tag{31}$$

которая устраняет вклад, пропорциональный $\langle T_{\mu\nu} \rangle$. При этом все локальные и нелокальные вклады в эффективном действии необходимы для сохранения калибровочной инвариантности.

Для анализа структуры эффективного уравнения используется разложение возмущений метрики по модам спиральности

$$\begin{aligned}
\mathcal{h}_{00} &= 2\Phi, \\
\mathcal{h}_{0k} &= ik_k Z + Z_k^T, \\
\mathcal{h}_{kl} &= -2\Psi \delta_{kl} - 2k_k k_l E + i(k_k W_j^T + k_l W_i^T) + \mathcal{h}_{kl}^{TT},
\end{aligned} \tag{32}$$

В тензорном секторе, соответствующем поперечно-бесследовой части \mathcal{h}_{ij}^{TT} , уравнение движения принимает вид

$$\begin{aligned}
\nabla_{\eta} \partial_{\eta} \mathcal{h}_{ij}^{TT} + k^2 \mathcal{h}_{ij}^{TT} - 32\pi G \int_{\eta}^{\infty} \frac{d\eta'}{H^{D-2} \eta'^{D-2}} e_5(\mathbf{k}|\eta, \eta') \mathcal{h}_{ij}^{TT}(\mathbf{k}, \eta') + \\
+ 64\pi G \tilde{\pi}_3(\eta) \mathcal{h}_{ij}^{TT}(\mathbf{k}, \eta) = 0.
\end{aligned} \tag{33}$$

Поскольку оно является нелокальным по времени, понятие массы вводится че-

рез длинноволновое разложение, приводящее к уравнению типа Клейна–Гордона

$$\nabla_\eta \partial_\eta \mathcal{H}_{ij}^{TT} + \left[k^2 + \frac{m_{TT}^2(k, \eta)}{\eta^2} \right] \mathcal{H}_{ij}^{TT} \simeq 0. \quad (34)$$

Эффективная масса тензорной моды определяется через предел

$$m_{TT}^2 = -32\pi G \lim_{k \rightarrow 0} \lim_{\eta \rightarrow 0} \eta^2 \times \left[\int_\eta^\infty \frac{d\eta'}{H^{D-2} \eta'^{D-2}} e_5(\mathbf{k}|\eta, \eta') - 2\tilde{\pi}_3(\eta) \right]. \quad (35)$$

Используя свойства келдышевской функции и соотношение

$$\partial_{p^2} F(\mathbf{p}|\eta, \eta) = -2 \int_\eta^\infty \frac{d\eta'}{H^{D-2} \eta'^{D-2}} F(\mathbf{p}|\eta, \eta') \rho(\mathbf{p}|\eta, \eta'), \quad (36)$$

удаётся свести нелокальный вклад к локальному и явно вычислить выражение для массы. В результате получаем

$$m_{TT}^2 = 0, \quad (37)$$

то есть эффективная масса тензорной моды в состоянии Банча–Дэвиса равна нулю.

Отдельное внимание стоит уделить скалярному сектору гравитационных возмущений. При $D > 2$ интегралы, определяющие квантовые поправки к коэффициентам эффективного действия в этом случае, оказываются ультрафиолетово расходящимися, причём в dS возникают дополнительные особенности, отсутствующие в плоском пространстве. Регуляризация эффективного действия в этом случае и аккуратный расчет коэффициентов требует дальнейшей работы. В двумерном случае ситуация упрощается: теория содержит только конформный фактор метрики, и соответствующие интегралы сходятся. Это позволяет

явно вычислить эффективную массу скалярной моды:

$$\begin{aligned} \delta m_\sigma^2 &\sim \int_1^\infty \frac{d\tau}{\tau} \int \frac{d^{D-1}\boldsymbol{\xi}}{(2\pi)^{D-1}} \text{Im} \{t_{00}(\xi) t_{00}(\xi\tau)\} + \dots, \\ t_{00}(\xi) &\equiv \left(\frac{D-1}{2} h_\nu(\xi) + \xi h'_\nu(\xi) \right)^2 + (\xi^2 + m^2) h_\nu^2(\xi), \\ \tau &= \frac{\eta'}{\eta}, \quad \boldsymbol{\xi} = \eta \mathbf{p}. \end{aligned} \quad (38)$$

В пространстве де Ситтера она существенно отличается от плоского случая при малых массах поля.

Содержание диссертации по главам

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, представлены выносимые на защиту научные положения.

В **Главе 1** приведен краткий обзор необходимых основ из квантовой теории поля в нестационарном пространстве-времени.

В **разделе 1.1** обсуждается квантование скалярного поля на фоне Пуанкаре-региона пространства де Ситтера, определяется состояние Банча-Дэвиса и приводятся асимптотики при больших и маленьких импульсах для мод квантового поля.

В **разделе 1.2** описывается формализм Келдыша-Швингера для вычисления корреляционных функций. Вводится представление для корреляционных функций через функциональный интеграл Келдыша-Швингера и определяется функционал Вигнера, который задает начальное состояние теории.

В **Главе 2** рассматривается задача о фермионах на фоне постоянного электрического поля.

В **разделе 2.1** вводятся основные обозначения и формулируется действие рассматриваемой теории.

В разделе 2.2 решаются уравнения движения и проводится квантование фермионного поля в соответствии с требованием корректного адамарова поведения.

В разделе 2.3 вычисляется ток на древесном уровне для произвольного решения уравнений движения. Проводится сравнение с соответствующими результатами для бозонного поля в постоянном внешнем электрическом поле.

В Главе 3 разрабатывается и применяется техника для вычисления эволюции корреляторов после возмущения вакуумной матрицы плотности посредством действия оператора глобального квенча в гауссовой теории скалярного поля, минимально взаимодействующего с гравитацией.

В разделе 3.1 вычисляется зависимость от времени двух-точечной корреляционной функции после глобального квенча в плоском пространстве времени для массивного и безмассового свободного скалярного поля.

В разделе 3.2 проводится анализ динамики одновременного двух-точечного коррелятора после глобального квенча для скалярного поля на фоне Пуанкаре-региона пространства де Ситтера. Показано, что при определенном значении массы скалярного поля меняется характерное поведение корреляционной функции.

В разделе 3.3 обсуждается построение негауссова начального состояния, как действие соответствующего оператора квенча на начальную матрицу плотности. В качестве примера посчитано поведение двух-точечного коррелятора в плоском двумерном пространстве времени после такого возмущения начального состояния.

В Главе 4 исследуются секулярные эффекты в пространстве де Ситтера в теории скалярного поля с кубическим самодействием.

В разделе 4.1 вычислена однопетлевая поправка к пропагатору Келдыша и показано, что она содержит секулярно растущий вклад в пределе больших времен.

В разделе 4.2 показано, что многопетлевые диаграммы типа «пузырь внут-

ри пузыря» являются подавленными.

В **разделе 4.3** рассмотрена петлевая поправка к вершине взаимодействия и показано, что при построении системы уравнений типа Дайсона-Швингера, которое суммирует лидирующие петлевые вклады на больших временах, можно пренебречь поправками к вершинам.

В **разделе 4.4** получено уравнение Дайсона-Швингера, которое пересуммирует ведущие поправки от всех петель в рассматриваемом пределе в Пуанкаре-регионе пространства де Ситтера, получено частное решение этого уравнения, которое модифицирует древесный пропагатор Келдыша.

В **разделе 4.4** обсуждаются особенности ведущих вкладов в однопетлевых поправках для лёгких полей в сжимающемся регионе Пуанкаре. Показано, что в этом случае соответствующие уравнения Дайсона-Швингера будут нелинейными интегральными уравнениями.

В **Главе 5** изучается эффективное действие для космологических возмущений на фоне пространства де Ситтера. Вычисляется эффективное массивное слагаемое в этом действии в тензорном секторе.

В **разделе 5.1** выводится структура однопетлевого эффективного действия для космологических возмущений на основе вычисления функционального интеграла Келдыша-Швингера по скалярному полю. Обсуждается, какую форму должно иметь эффективное уравнение движения, если удовлетворяются калибровочная симметрия и изометрии пространства де Ситтера.

В **разделе 5.2** приводится конкретное выражение для эффективного действия через интегралы по петлевому импульсу. Обсуждается его калибровочная инвариантность и необходимые перенормировки.

В **разделе 5.3** на основе полученного эффективного действия вычисляется коэффициент, отвечающий эффективной массе тензорной моды возмущений метрики. Показано, что она равна нулю для состояния Банча-Дэвиса скалярного поля.

В **разделе 5.4** обсуждается вычисление коэффициентов, отвечающих эф-

эффективной массе в скалярном секторе космологических возмущений. Показано, что в общем случае требуется более аккуратное устранение ультрафиолетовых особенностей в эффективном действии. В случае двумерного пространства времени получена эффективная масса вейлевской моды гравитации с помощью численного расчета.

В **Приложении А** приведены асимптотики для мод фермионного поля на фоне постоянного внешнего электрического поля.

В **Приложении В** выражение для тока фермионов сводится к интегралу от полной производной по физическому импульсу в постоянном внешнем электрическом поле.

В **Приложении С** приводится вывод выражения для двух-точечной корреляционной функции после глобального квенча, реализованного как действие унитарного оператора на равновесную матрицу плотности.

В **Приложении D** приводится уравнение типа Дайсона-Швингера для тяжелых полей в Пуанкаре-регионе пространства де Ситтера и получено их частное решение в случае, когда начальное состояние является состоянием Банча-Дэвиса. Показано, что для очень тяжелых полей петлевые поправки подавлены дополнительным экспоненциально малым фактором.

В **Приложении E** приведены детали вычисления однопетлевой поправки к пропагатору Келдыша для легких полей в Пуанкаре-регионе пространства де Ситтера.

В **Приложении F** приведены выражения для компонент поляризационного оператора, возникающего в диаграмме типа “пузырь” в выражении эффективного действия для возмущений метрики, через интегралы по петлевому импульсу.

В **Приложении G** обсуждается инвариантность эффективного действия Келдыша-Швингера для возмущений метрики относительно действия диффеоморфизмов.

В **Приложении F** выводятся интегральные соотношения между функцией

Келдыша в совпадающих по времени точках и спектральной функцией, возникающей в запаздывающем и опережающем пропагаторах.

В **Приложении I** выводятся соотношения для интегралов от коммутаторов тензора энергии-импульса скалярного поля, упрощающие запись эффективного действия для возмущений метрики.

В **Приложении J** приводится вывод эффективной массы фотона в пространстве анти-де Ситтера в рамках равновесной квантовой теории поля, следуя подходу Поррати.

Заключение

В диссертации исследованы свойства квантовой теории поля в нестационарных условиях на фоне сильных внешних полей. Основное внимание уделено зависимости физических наблюдаемых от начального состояния, неравновесной динамике квантовых корреляторов и квантовым поправкам в расширяющемся пространстве-времени. Полученные результаты углубляют понимание поведения квантовых полей в искривлённом пространстве-времени и при наличии сильных внешних полей.

Основные результаты работы:

- Установлена зависимость вакуумного тока фермионов в постоянном электрическом поле от выбора начального состояния в определенном классе фоковских вакуумов. Показано, что существует состояние с нулевым током, тогда как для других состояний ток растёт пропорционально длительности действия поля.
- Разработан метод вычисления неравновесной динамики корреляторов после глобального кванча. Показано, что в плоском пространстве двухточечные функции безмассового скалярного поля не демонстрируют релаксации после гауссового возмущения начального состояния, тогда как в

пространстве де Ситтера характер релаксации определяется массой поля.

- Показано, что для лёгких скалярных полей в Пуанкаре-регионе пространства де Ситтера при начальном состоянии Банча–Дэвиса в петлевых поправках доминируют лестничные диаграммы, содержащие секулярный рост. Получено частное решение уравнения, описывающего пересуммирование данного класса диаграмм.
- Вычислено однопетлевое эффективное действие Швингера–Келдыша для космологических возмущений метрики, индуцированное взаимодействием со скалярным квантовым полем. Показано отсутствие генерации эффективной массы в тензорном секторе гравитации и наличие нетривиальных вкладов в скалярном секторе для лёгких полей.

Таким образом, выполненная работа вносит вклад в развитие квантовой теории поля в нестационарных пространствах и сильных фоновых полях, а также расширяет возможности для описания неравновесной динамики при нетривиальных начальных состояниях квантовых полей.

Публикации автора по теме диссертации

1. E. T. Akhmedov, A. V. Anokhin, D. I. Sadekov. Currents of created pairs in strong electric fields // International Journal of Modern Physics A, Vol. 36, No. 19, 2150134 (2021).
2. Damir Sadekov. Effective graviton mass in de Sitter space // Phys. Rev. D 109, 085001 (2024).
3. E. T. Akhmedov, V. I. Lapushkin, D. I. Sadekov. Light fields in various patches of de Sitter spacetime // Phys. Rev. D 111, 125015 (2025).
4. Ivan A. Belkovich, Damir Sadekov, Gleb S. Zverev. Global quenches and correlator dynamics in de Sitter space // Phys. Rev. D 113, 065027 (2026).

Список литературы

- [1] Polchinski J. String Theory. Vol. 1: An Introduction to the Bosonic String. — Cambridge : Cambridge University Press, 1998.
- [2] Randall L., Sundrum R. A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 3370–3373.
- [3] Maldacena J. M. The Large N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity // Int. J. Theor. Phys. — 1999. — Vol. 38. — P. 1113–1133.
- [4] 't Hooft G., Veltman M. One-loop divergences in the theory of gravitation // Ann. Inst. H. Poincaré A. — 1974. — Vol. 20. — P. 69–94.
- [5] Stelle K. S. Renormalization of higher-derivative quantum gravity // Phys. Rev. D. — 1977. — Vol. 16. — P. 953–969.
- [6] Birrell N. D., Davies P. C. W. Quantum Fields in Curved Space. — Cambridge University Press, 1982.

- [7] Grib A. A., Mamaev S. G., Mostepanenko V. M. Vacuum Quantum Effects in Strong Fields. — St. Petersburg : Friedmann Laboratory Publishing, 1994.
- [8] Schwinger Julian. On Gauge Invariance and Vacuum Polarization // Phys. Rev. — 1951. — Vol. 82. — P. 664–679.
- [9] Unruh W. G. Notes on black-hole evaporation // Phys. Rev. D. — 1976. — Vol. 14. — P. 870–892.
- [10] Hawking S. W. Black hole explosions? // Nature. — 1974. — Vol. 248. — P. 30–31.
- [11] Hawking S. W. Particle Creation by Black Holes // Commun. Math. Phys. — 1975. — Vol. 43. — P. 199–220.
- [12] Parker Leonard. Particle Creation in Expanding Universes // Phys. Rev. Lett. — 1968. — Vol. 21. — P. 562–564.
- [13] Zel'dovich Ya. B., Starobinsky A. A. Particle Production and Vacuum Polarization in an Anisotropic Gravitational Field // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1971. — Vol. 61. — P. 2161–2175.
- [14] Guth Alan H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems // Phys. Rev. D. — 1981. — Vol. 23. — P. 347–356.
- [15] Starobinsky A. A. A new type of isotropic cosmological models without singularity // Phys. Lett. B. — 1980. — Vol. 91. — P. 99–102.
- [16] Mukhanov V. F., Chibisov G. V. Quantum Fluctuations and a Nonsingular Universe // JETP Lett. — 1981. — Vol. 33. — P. 532–535.
- [17] Bunch T. S., Davies P. C. W. Quantum Field Theory in de Sitter Space: Renormalization by Point Splitting // Proc. Roy. Soc. Lond. A. — 1978. — Vol. 360. — P. 117–134.

- [18] Danielsson Ulf H. A Note on Inflation and Trans-Planckian Physics // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 66. — 023511 P.
- [19] Martin J., Brandenberger R. H. The Trans-Planckian problem of inflationary cosmology // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. 63. — 123501 P.
- [20] Starobinsky A. A., Yokoyama J. Equilibrium state of a self-interacting scalar field in the de Sitter background // Phys. Rev. D. — 1994. — Vol. 50. — P. 6357–6368.
- [21] Tsamis N. C., Woodard R. P. The Quantum gravitational back-reaction on inflation // Annals Phys. — 1997. — Vol. 253. — P. 1–54.
- [22] Akhmedov Emil T., Buividovich P. V. Interacting Field Theories in de Sitter Space are Non-Unitary // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78. — 104005 P. — 0808.4106.
- [23] Akhmedov E. T. Lecture notes on interacting quantum fields in de Sitter space // Int. J. Mod. Phys. D. — 2014. — Vol. 23. — 1430001 P. — 1309.2557.
- [24] Birrell N. D., Davies P. C. W. Quantum Fields in Curved Space. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. — Cambridge, UK : Cambridge Univ. Press, 1984. — 2. — ISBN: 978-0-521-27858-4, 978-0-521-27858-4. DOI: 10.1017/CB09780511622632.
- [25] Sotiriadis Spyros, Cardy John. Quantum quench in interacting field theory: A Self-consistent approximation // Phys. Rev. B. — 2010. — Vol. 81. — 134305 P. — 1002.0167.
- [26] Quantum quench and thermalization to GGE in arbitrary dimensions and the odd-even effect / Parijat Banerjee [et al.] // JHEP. — 2020. — Vol. 09. — 027 P. — 1910.02404.

Садеков Дамир Ильдарович

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук на тему:

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ
В НЕИНВАРИАНТНЫХ СОСТОЯНИЯХ

Отпечатано с оригинал-макетов Заказчика
в типографии "Переплетофф".

Адрес: г. Долгопрудный, ул. Циолковского, д. 4

Тел: 8(495) 408-66-02. www.perepletoff.ru

Формат А5. Бумага офсетная.

Печать цифровая. Тираж 40 экз.

Мягкий переплет.

Заказ № 13160 от 9.06.26.