

От двухжидкостной модели Ландау к Вселенной де Ситтера

Г.Е. Воловик

Аналогии с физикой конденсированного состояния полезны для рассмотрения явлений, связанных с квантовым вакуумом, в силу того что в конденсированном состоянии нам известна физика как в инфракрасном, так и в ультрафиолетовом пределе, в то время как для элементарных частиц и гравитации физика в трансланковском масштабе неизвестна. Одним из краеугольных камней связи между нерелятивистским конденсированным состоянием и современными релятивистскими теориями является двухжидкостная гидродинамика сверхтекучего гелия, разработанная Ландау и Халатниковым (Исаак Маркович Халатников впоследствии основал и возглавил Институт имени Ландау). Динамика и термодинамика деситтеровского состояния расширяющейся Вселенной обладают некоторыми чертами многожидкостной системы. Фактически существует три компонента: квантовый вакуум, гравитационная составляющая и релятивистская материя. Расширяющийся деситтеровский вакуум служит тепловым резервуаром с локальной температурой, в два раза превышающей температуру Гиббонса – Хокинга относительно космологического горизонта. Такая локальная температура приводит к нагреванию как материальной, так и гравитационной компонент. Последняя ведёт себя как жёсткая материя Зельдовича и представляет собой тёмную материю. В состоянии равновесия и в отсутствие обычной материи положительное парциальное давление тёмной материи компенсирует отрицательное парциальное давление квантового вакуума. Поэтому в состоянии полного равновесия полное давление равно нулю. Это весьма похоже на давление соответственно сверхтекучей и нормальной компонент сверхтекучей жидкости, которые вместе создают нулевое давление жидкости в отсутствие окружающей среды. Мы предлагаем феноменологическую теорию, описывающую динамику тёмной энергии и тёмной материи. Если предположить, что в динамике гравитационная тёмная материя ведёт себя как реальная жёсткая материя Зельдовича, то получаем степенной закон релаксации обеих компонент вследствие обмена энергией между ними. Отсюда следует, что их значения, известные в настоящее время, имеют правильный порядок величины. Мы также рассматриваем другие проблемы через призму физики конденсированного состояния, включая чёрные дыры и постоянную Планка.

Ключевые слова: квантовый вакуум, термодинамика Вселенной де Ситтера, квантовое туннелирование, чёрные дыры, эффект Унру, константы Планка

PACS numbers: 04.20. – q, 04.70.Dy, 95.36. + x

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039890>

Содержание

1. Введение (1138).
2. Двухжидкостная гидродинамика Ландау – Халатникова и аналог гравитации (1139).
 - 2.1. Речная модель квантового вакуума.
 - 2.2. Тетрадная гравитация из топологической точки Вейля.
 - 2.3. Сверхпластичный вакуум и трансляционные калибровочные поля.
 - 2.4. Тетрады как билинейные комбинации фермионов.
3. Состояние де Ситтера как термостат (1140).

Г.Е. Воловик

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН,
просп. Академика Семёнова 1а, 142432 Черноголовка,
Московская область, Российская Федерация
E-mail: volovik@itp.ac.ru, volovikgrigory@gmail.com

Статья поступила 25 января 2025 г.,
после доработки 14 марта 2025 г.

- 3.1. Состояние де Ситтера в сравнении с движущимся вакуумом.
- 3.2. Атом водорода в деситтеровской среде и деситтеровская температура.
- 3.3. Распад протона в среде де Ситтера.
- 3.4. Локальная температура и локальная энтропия.
- 3.5. Термодинамика де Ситтера и голография.
- 3.6. Двойная температура Хокинга, измеренная свободно падающим детектором.
4. Двухкомпонентная термодинамика состояния де Ситтера (1142).
 - 4.1. Модифицированное соотношение Гиббса – Дюгема, тёмная энергия и тёмная материя.
 - 4.2. Две тёмные компоненты жёсткой материи де Ситтера и Зельдовича.
 - 4.3. Жёсткое вещество Зельдовича и ферми-жидкость Ландау.
5. Двухкомпонентная динамика состояния де Ситтера (1143).
 - 5.1. Феноменологическая теория двухкомпонентной динамики.
 - 5.2. Динамика без обмена энергией.
 - 5.3. Динамика с обменом энергией.
6. Термодинамика чёрных дыр с точки зрения макроскопического квантового туннелирования (1144).
 - 6.1. Зарождение вихрей как макроскопическое квантовое туннелирование.
 - 6.2. Излучение Хокинга как квантовое туннелирование.
 - 6.3. Излучение чёрных дыр как макроскопическое квантовое

туннелирование. 6.4. Неэкстенсивная энтропия чёрной дыры. 6.5. Экстенсивность энтропии де Ситтера. 6.6. Энтропия сингулярности чёрной дыры.

7. Эффект Унру и швингеровское рождение пар (1147).

7.1. Швингер против Унру. 7.2. Двойная температура Унру из комбинации процессов Швингера и Унру. 7.3. Обратная реакция детектора в эффекте Унру. 7.4. Обратная реакция в излучении Хокинга.

8. Гидродинамика Ландау–Халатникова и проблемы космологической постоянной (1148).

8.1. Энергия вакуума в конденсированных средах. 8.2. Космологическая постоянная равна нулю в состоянии равновесия. 8.3. Распад вакуума без тонкой настройки.

9. Константы Планка и безразмерная физика (1149).

9.1. Составные тетрады, возникающие вследствие нарушения относительной симметрии. 9.2. Размерная метрика и безразмерный интервал. 9.3. Размерность калибровочного поля и массы. 9.4. Две постоянные Планка. 9.5. Константы Планка не входят в диффеоморфизм-инвариантные выражения. 9.6. Состояние де Ситтера как ансамбль планковских "атомов". 9.7. Чёрная дыра как ансамбль "атомов" Планка. 9.8. Акустические константы Планка. 9.9. Фазовая граница между вселенными с разными $\hbar$.

10. Обсуждение (1153).

Список литературы (1154).

1. Введение

Вселенная де Ситтера не образована обычной материей, а полностью поддерживается квантовым вакуумом (называемым тёмной энергией). Считается, что такое состояние существовало на ранних стадиях инфляции, и сейчас Вселенная снова приближается к нему. Будучи изотропным и однородным в пространстве и времени, состояние де Ситтера уникально в космологии. Изотропия и однородность позволяют построить термодинамику этого состояния, во многом аналогичную термодинамике изотропного и однородного конденсированного состояния вещества.

Вакуум пространства–времени де Ситтера характеризуется локальной температурой $T = \hbar H / \pi$, где H — параметр Хаббла (см. работы [1, 2] и ссылки в них). Такая температура описывает тепловые процессы распада составных частиц и другие активационные процессы, энергетически запрещённые в пространстве–времени Минковского, но разрешённые в тепловой среде де Ситтера (см. также [3–5]). В частности, данная температура определяет вероятность ионизации атома в среде де Ситтера, $\exp(-E/T)$, где E — потенциал ионизации. Эта температура активации вдвое превышает температуру Гиббонса–Хокинга $T_{\text{GH}} = \hbar H / 2\pi$ космологического горизонта, $T = 2T_{\text{GH}}$. В отличие от T_{GH} , температура активации не имеет отношения к космологическому горизонту. Она описывает локальные процессы, происходящие глубоко внутри космологического горизонта.

Разница в два раза между локальной температурой и температурой излучения Хокинга от космологического горизонта, измеренными одним и тем же наблюдателем, имеет простое объяснение. В случае излучения Хокинга наблюдатель обнаруживает частицы, излучаемые от горизонта, но не может обнаружить их партнёров, которые одновременно (когерентно) рождаются по другую сторону горизонта. Это похоже на удвоение температуры Хокинга чёрных дыр, предложенное 'т Хоофтом [7–9]. В случае горизонта чёрной дыры предполагаемый партнёр на-

ходится в зеркальном отражении пространства–времени чёрной дыры — "квантовый клон внутри чёрной дыры". Разница в два раза между двумя температурами также подтверждается топологическими аргументами [10, 11].

Локальная температура $T = \hbar H / \pi$ определяет локальную температуру в пространстве–времени де Ситтера, что приводит к локальной энтропии и модифицированному соотношению Гиббса–Дюгема для состояния де Ситтера. Последнее модифицируется из-за гравитационных степеней свободы: гравитационной связи $K = 1/16\pi G$ и скалярной римановой кривизны $\mathcal{R}$. Это термодинамически сопряжённые переменные, аналогичные химическому потенциалу и плотности числа частиц в конденсированном веществе. В результате состояние де Ситтера можно рассматривать как смесь двух компонент: энергии вакуума (тёмной энергии) и гравитационной компоненты, которая ведёт себя как жёсткая материя Зельдовича и имеет некоторую аналогию с тёмной материей. Именно данная компонента тёмной материи отвечает за термодинамику состояния де Ситтера с равновесной температурой $T = \hbar H / \pi$. Вместе с обычной материей (куда входит и настоящая тёмная материя) расширяющаяся Вселенная Фридмана–Робертсона–Уокера представлена тремя компонентами: тёмной энергией, тёмной материей и обычной материей.

Это аналог двухжидкостной гидродинамики Ландау–Халатникова, который мы рассматриваем в разделе 2. Данная гидродинамическая теория стала источником различных связей между физикой конденсированного состояния и релятивистской физикой, включая квантовые теории поля, квантовую гравитацию и физику квантового вакуума. Естественным следствием двухжидкостной гидродинамики является акустическая метрика (раздел 2.1), создаваемая "поток вакуума" — сверхтекучим движением жидкости. Возбуждения "сверхтекучего вакуума" — квазичастицы — образуют аналог материи на фоне движущегося "квантового вакуума". Существуют различные направления расширения аналога гравитации. Гравитация возникает в системах, имеющих точки нулей в фермионном спектре, таких как киральная сверхтекучая жидкость $^3\text{He-A}$ и полуметаллы Вейля (см. раздел. 2.2). Другой сценарий возникновения гравитации исходит из тетрад упругости, описывающих деформации кристаллов в разделе 2.3. В данном случае квантовый вакуум рассматривается как сверхпластичный кристалл. Сверхтекучий $^3\text{He-B}$ предлагает сценарий, в котором гравитационные тетрады возникают как билинейная комбинация фермионных полей (см. раздел 2.4).

В разделе 3 рассматривается термодинамика деситтеровского вакуума. Мы показываем, что материя воспринимает деситтеровское состояние квантового вакуума как тепловой резервуар с температурой $T = \hbar H / \pi$. Это демонстрируется в разделе 3.2 на примере ионизации атома водорода в деситтеровской среде и в разделе 3.3 на примере распада протона. В обоих случаях температура $T = \hbar H / \pi$ определяет процесс активации. Такая локальная температура определяет локальную термодинамику деситтеровского состояния: плотность энергии, свободную энергию и плотность энтропии (раздел 3.4). В разделе 3.5 получена голографическая связь объём–поверхность между полной энтропией объёма Хаббла и поверхностной энтропией Гиббонса–Хокинга космологического горизонта.

В разделе 4 обсуждается двухкомпонентная термодинамика состояния де Ситтера. Данное состояние можно представить в терминах тёмной энергии (вакуума) и тёмной материи (гравитационных степеней свободы). Последние представлены парой термодинамически сопряжённых переменных: гравитационной связью $K = 1/16\pi G$ и римановой кривизной $\mathcal{R}$. Уравнение состояния этой тёмной материи совпадает с уравнением жёсткой материи Зельдовича (раздел 4.2) и ферми-жидкости Ландау (раздел 4.3).

В разделе 5 рассмотрена динамика состояния де Ситтера, которая может следовать из его термодинамики. В предлагаемом феноменологическом подходе предполагается модификация уравнений таким образом, что гравитационная тёмная материя ведёт себя как настоящая жёсткая материя. Последняя испытывает охлаждение вследствие расширения, частично компенсируемое обменом энергией с компонентой тёмной энергии. Обмен энергией приводит к потере тёмной энергии, в результате чего обе тёмные компоненты убывают по степенному закону. Обе компоненты в настоящее время достигают правильного порядка величины. Вопрос о том, как эта феноменология подкрепляется микроскопической теорией, остаётся открытым.

В разделе 6 показано, как процессы квантового туннелирования определяют термодинамику чёрной дыры. Квантовое туннелирование частиц в процессе излучения Хокинга определяет температуру чёрной дыры. Макроскопическое квантовое туннелирование, описывающее процессы расщепления чёрной дыры на более мелкие части, определяет энтропию чёрной дыры. Эта энтропия неэкстенсивна и описывается энтропией Цаллиса – Чирто в разделе 6.4.

В разделе 7 мы обсуждаем температуру эффекта Унру и её связь со швингеровским рождением пар. Комбинированный процесс, включающий рождение заряженных частиц электрическим полем и их последующее ускорение этим полем, показывает, что температура Унру имеет дополнительный множитель 2, что согласуется с аналогом эффекта Унру в сверхтекучих жидкостях.

В разделе 8 обсуждаются проблемы космологической постоянной на примере сверхтекучих жидкостей. Главный вывод, сделанный на основе изучения основных состояний таких жидкостей, заключается в том, что полностью равновесный квантовый вакуум имеет энергию нулевых колебаний. Данный вывод следует из термодинамики, справедливой как для систем конденсированного состояния многих тел, так и для релятивистского квантового вакуума, что позволяет решить главную проблему космологической постоянной без какой-либо тонкой настройки. Другая космологическая проблема заключается в том, что достичь конечного равновесного состояния непросто. Состояние де Ситтера обладает высокой симметрией, благодаря чему оно служит аттрактором в динамике Вселенной, а конечный вакуум Минковского может быть получен только путём тонкой настройки. Однако показано, что вакуум де Ситтера нестабилен. Согласно разделу 3, вакуум де Ситтера представляет собой термостат для вещества. Это приводит к тепловому излучению вещества, которое нарушает симметрию де Ситтера и, таким образом, способствует релаксации к состоянию Минковского с нулевой космологической постоянной.

В разделе 9 мы обсуждаем динамическое происхождение постоянных Планка $\hbar$ и $\hbar = \hbar c$ как элементов тетрады в пространстве–времени Минковского. Мы также обсуждаем пространственно-временные размерности физических величин. В частности, постоянные Планка $\hbar$ и $\hbar$ имеют размерности времени и длины соответственно, и поэтому их нельзя рассматривать как фундаментальные константы. Эффективная постоянная Планка $\hbar_{ac}$, возникающая в акустической гравитации в сверхтекучем ^4He , имеет размерность длины и размер межатомного расстояния. Некоторые безразмерные величины могут быть квантованы, что рассматривается на примере энтропий космологического горизонта и горизонта чёрных дыр.

Среди авторов цитируемых статей — сотрудники ИТФ им. Л.Д. Ландау: Абрикосов, Бенеславский, Березинский, Дзялошинский, Фейгельман, Финкельштейн, Гешкенбейн, Иорданский, Каменщик, Халатников, Копнин, Ларкин, Поляков, Рашба, Старобинский.

2. Двухжидкостная гидродинамика Ландау – Халатникова и аналог гравитации

2.1. Речная модель квантового вакуума

Двухжидкостная гидродинамика сверхтекучего ^4He , разработанная Ландау и Халатниковым (см. книгу Халатникова [12]), даёт нам важные подсказки для понимания общей теории относительности и динамики квантового вакуума. Релятивистский характер двухжидкостной гидродинамики проявляется при низких температурах, когда нормальная компонента жидкости, движущаяся со скоростью v_n , образована подобными релятивистским возбуждениями с линейным спектром — фононами. Когерентная часть жидкости, движущаяся со скоростью v_s , представляет собой "квантовый вакуум", который обеспечивает искривлённое пространство–время для указанных квазичастиц. Эту аналогию можно увидеть уже в уравнении (3.13) книги Халатникова, соответствующем закону Толмена в общей теории относительности:

$$T(\mathbf{r}) = \frac{T}{\sqrt{-g_{00}(\mathbf{r})}}, \quad (1)$$

где эффективная метрика равна

$$-g_{00}(\mathbf{r}) = 1 - \frac{v_s^2(\mathbf{r})}{c^2}, \quad (2)$$

а c — скорость звука. Позднее такая эффективная метрика, испытываемая звуковыми волнами в жидкостях (или, соответственно, фононами в сверхтекучих жидкостях), стала известна как акустическая метрика [13], а течение жидкости с акустическим горизонтом — как речная модель чёрных дыр [14].

В Общей теории относительности (ОТО) метрика потока с акустическим горизонтом соответствует метрике Пенлеве–Гульстранда (ПГ) [15, 16]. Это позволило предположить, что гравитационное поле чёрной дыры с массой M можно рассматривать как результат течения квантового вакуума со сверхтекучей скоростью $v_s^2 = 2GM/r$ и горизонтом событий $v_s^2 = c^2$. Важно, что ПГ-метрика непрерывна на горизонте, что позволяет

изучать термодинамику вакуумов с горизонтами. Как для реальной чёрной дыры, так и для её аналога в конденсированном состоянии излучение Хокинга можно рассматривать как полуклассическое квантовое туннелирование через горизонт (см. [17] для аналога чёрной дыры и [18, 19] для реальной чёрной дыры).

Тот факт, что скорость "вакуума" за горизонтом превышает скорость света, не означает нарушения законов физики. Скорость света остаётся предельной скоростью для частиц, движущихся относительно вакуума. Аналогично сверхтекучая жидкость может двигаться со скоростью, значительно превышающей скорость звука, но относительная скорость фононов, движущихся относительно сверхтекучего "вакуума", равна скорости звука.

2.2. Тетрадная гравитация из топологической точки Вейля

Акустическая гравитация является частью так называемой аналоговой гравитации, проявляющейся также в конденсированных системах других типов, таких как упругие среды [20–26] и топологическая материя с фермионами Вейля. Релятивистские фермионы Вейля в полуметаллах рассматривались Абрикосовым и Бенеславским [27–29] (оба из Института Ландау). Материалы Вейля позволяют нам моделировать горизонт чёрных и белых дыр, наклоня конус Вейля [30–32]. В фермионных материалах Вейля и Дирака возникающая гравитация формулируется в терминах тетрадных полей, а не метрической гравитации, возникающей в бозонных конденсированных системах. Тетрадная гравитация возникает вместе со всеми компонентами релятивистских квантовых теорий поля (релятивистским спином, киральными фермионами Вейля, калибровочными полями, G -матрицами и т.д.) [33]. Спин фермионов Вейля в физике частиц и псевдоспин в материалах Вейля образуют ёж в импульсном пространстве — точку Вейля в фермионном спектре. Он представляет собой фазовый монополю Берри, который действует как источник или сток кривизны Берри [34]. Устойчивость этого ёжа поддерживается топологией в импульсном пространстве. Именно топологическая устойчивость точки Вейля обеспечивает появление релятивистской физики при низких энергиях.

2.3. Сверхпластичный вакуум и трансляционные калибровочные поля

Теорию упругости в кристаллах можно рассматривать в терминах тетрад упругости [22]. Такие тетрады представляют собой так называемые трансляционные калибровочные поля, которые выражаются через систему деформированных кристаллографических координатных плоскостей — поверхностей постоянной фазы [35–38] $X^a(x) = 2\pi n^a$:

$$E_\mu^a(x) = \partial_\mu X^a(x). \quad (3)$$

Важно, что такие гравитационные тетрады имеют размерности, обратные длине и времени, $[E_i^a] = [L]^{-1}$ и $[E_0^a] = [t]^{-1}$. При применении этих тетрад упругости к общей теории относительности (так называемому сверхпластичному вакууму [39]) скаляр кривизны Риччи $\mathcal{R}$ безразмерен. Те же размерности тетрад, $[E_i^a] = [L]^{-1}$ и $[E_0^a] = [t]^{-1}$, имеют место в теории Дьяконова, обсуждаемой в разделе 2.4.

2.4. Тетрады как билинейные комбинации фермионов

Другой пример эффективной гравитации в конденсированном состоянии даёт В-фаза сверхтекучего ^3He , где тетрады возникают как билинейные комбинации фермионных полей [40]. Похожий механизм образования составных тетрад в физике низких энергий был предложен в релятивистских квантовых теориях поля [41–47] (см. раздел 9.1). Возникающие тетрады порождают эффективную метрику (объект из четырёх фермионов), интервал и, наконец, эффективное действие для гравитационного поля. Как и в случае тетрад упругости в уравнении (3), составные гравитационные тетрады также имеют необычные размерности. Последствия таких размерностей для физики обсуждаются в разделе 9.

3. Состояние де Ситтера как термостат

3.1. Состояние де Ситтера

в сравнении с движущимся вакуумом

Мы рассматриваем термодинамику де Ситтера, используя координаты Пенлеве–Гульстранда (ПГ) [15, 16], где метрика равна

$$\begin{aligned} ds^2 &= -c^2 dt^2 + (dr - \mathbf{v}(\mathbf{r}) dt)^2 = \\ &= -c^2 \left(1 - \frac{\mathbf{v}^2(\mathbf{r})}{c^2} \right) dt^2 - 2\mathbf{v}(\mathbf{r}) dr dt + dr^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ — скорость смещения, которая в конденсированном состоянии играет роль сверхтекучей скорости $\mathbf{v}_s$ в уравнении (2) — скорости "сверхтекучего квантового вакуума" [33]. В разложении де Ситтера скорость "вакуума" равна $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = H\mathbf{r}$, где H — параметр Хаббла, а метрика равна (мы используем $c = 1$)

$$ds^2 = -dt^2 + (dr - Hr dt)^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (5)$$

Метрика ПГ стационарна, т.е. не зависит от времени, и не имеет нефизической сингулярности на космологическом горизонте. Поэтому она подходит для рассмотрения локальной термодинамики как внутри, так и вне горизонта. Она также позволяет нам рассматривать две различные фазы вакуума с нарушенной симметрией обращения времени. Это расширяющаяся Вселенная де Ситтера с $H > 0$ и сжимающаяся Вселенная де Ситтера с $H < 0$. Два указанных вырожденных состояния переходят друг в друга при обращении времени, $t \rightarrow -t$. В таком смысле параметр Хаббла H можно рассматривать как параметр порядка фазового перехода с нарушением симметрии из симметричного состояния — вакуума Минковского с $H = 0$.

3.2. Атом водорода в деситтеровской среде и деситтеровская температура

Покажем теперь, что материя воспринимает деситтеровское состояние квантового вакуума как термостат. Для этого рассмотрим атом в начале координат, $r = 0$. Атом играет роль детектора (или роль статического наблюдателя) в данном пространстве–времени. Электрон, связанный с атомом, может поглотить энергию гравитационного поля деситтеровского фона и преодолеть электрический потенциальный барьер. Если потен-

циал ионизации намного меньше энергии покоя электрона, но намного больше параметра Хаббла, $\hbar H \ll \epsilon_0 \ll mc^2$, то можно использовать нерелятивистскую квантовую механику для оценки скорости туннелирования через барьер.

Рассмотрим электрон на n -м уровне в атоме водорода. Под действием гравитационного поля де Ситтера этот электрон может покинуть атом с сохранением энергии, которая в классическом пределе задаётся классическим уравнением:

$$\frac{p_r^2}{2m} + p_r v(r) = -E_n, \quad E_n = \frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (6)$$

Здесь $v(r) = Hr$, а $p_r(r) v(r)$ — доплеровский сдвиг, который позволяет электрону достичь отрицательной энергии при выходе из атома. Соответствующая радиальная траектория $p_r(r)$ для вылета электрона из атома:

$$p_r(r) = -mv(r) + \sqrt{m^2 v^2(r) - 2mE_n}. \quad (7)$$

Интеграл от $p_r(r)$ по классически запрещённой области, $0 < r < r_n = \sqrt{2E_n/mH^2}$, даёт скорость ионизации

$$w \sim \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \text{Im } S\right) = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^{r_n} dr \sqrt{2mE_n - m^2 H^2 r^2}\right) = \quad (8)$$

$$= \exp\left(-\frac{\pi E_n}{\hbar H}\right) \equiv \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right), \quad T = \frac{\hbar H}{\pi}. \quad (9)$$

Скорость ионизации эквивалентна таковой в плоском пространстве–времени Минковского в присутствии термостата с температурой $T = \hbar H/\pi$. Это говорит о том, что состояние де Ситтера квантового вакуума служит термостатом для материи.

Температура такого теплового резервуара в два раза превышает температуру Гиббонса–Хокинга $T_{\text{ГН}} = \hbar H/2\pi$, которую обычно принимают за температуру космологического горизонта. Поскольку траектория электрона проходит глубоко внутри горизонта, $r_n \ll r_{\text{ГН}} = c/H$, процесс ионизации принципиально отличается от процесса излучения Хокинга с космологического горизонта. Однако существует связь между температурой ионизации T и температурой Гиббонса–Хокинга для излучения Хокинга, $T = 2T_{\text{ГН}}$. Это следует из симметрии состояния де Ситтера [2].

Скорость ионизации можно получить более простым методом [5]. Поскольку данный процесс происходит глубоко внутри горизонта, можно использовать классический (т.е. нерелятивистский) гравитационный потенциал $U(r) = -mv^2(r)/2 = -mH^2 r^2/2$. Затем связанное состояние распадается посредством квантового туннелирования электрона из точки $r = 0$ в точку $r = r_n$, в которой уровень электрона $-E_n$ совпадает с гравитационным потенциалом де Ситтера, $U(r_n) = -mH^2 r_n^2/2 = -E_n$. Радиальная траектория $p_r(r)$ теперь следует из классического уравнения:

$$\frac{p^2}{2m} - \frac{1}{2} mH^2 r^2 = -E_n. \quad (10)$$

Получаем

$$p_r(r) = \sqrt{m^2 H^2 r^2 - 2mE_n}, \quad (11)$$

что снова даёт уравнение (9) для скорости туннелирования ВКБ при ионизации атома.

3.3. Распад протона в среде де Ситтера

Та же температура $T = H/\pi$ определяет другие процессы, запрещённые в вакууме Минковского, но разрешённые в состоянии де Ситтера. К ним относится, например, распад протона в среде де Ситтера, представляющий собой обратный β -распад, $p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$. Скорость распада протона равна [48]

$$\Gamma(p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu) \sim \exp\left(-\frac{\pi \Delta M}{H}\right) = \exp\left(-\frac{\Delta M}{T}\right), \quad (12)$$

$$\Delta M = M_n + M_e + M_\nu - M_p. \quad (13)$$

Здесь M_n , M_e и M_p — соответственно массы (энергии покоя) нейтрона, электрона и протона, а M_ν соответствует собственным массовым состояниям нейтрино.

Распад протона, в свою очередь, приводит к многократному рождению материи в деситтеровском термостате. Рождённый нейтрон претерпевает β -распад с образованием протона, электрона и антинейтрино. Рождённый протон снова претерпевает обратный β -распад, и т.д. Таким образом, происходит многократное рождение электрон-позитронных пар. Рождение материи вызывает уменьшение энергии вакуума и, следовательно, релаксацию состояния де Ситтера к конечному состоянию вакуума Минковского. Именно поэтому даже один протон в среде де Ситтера вызывает неустойчивость вакуума. Это открывает путь к решению проблемы космологической постоянной, обсуждаемой в разделе 8.

3.4. Локальная температура и локальная энтропия

Поведение вещества в среде де Ситтера позволяет предположить, что состояние де Ситтера можно рассматривать как термостат, где локальная температура $T = \hbar H/\pi$ определяет термодинамику состояния.

Из уравнений Фридмана Общей теории относительности можно выразить плотность энергии вакуума де Ситтера через данную локальную температуру, а затем найти его свободную энергию и плотность энтропии. Плотность энергии, которая является космологической постоянной Λ , равна ($\hbar = c = 1$) [2]

$$\epsilon_{\text{vac}} = \Lambda = \frac{3}{8\pi G} H^2 = \frac{3\pi}{8G} T^2. \quad (14)$$

Это определяет плотность свободной энергии F состояния де Ситтера. Из уравнения $F - T dF/dT = \epsilon_{\text{vac}}$ получаем $F(T) = -\epsilon_{\text{vac}}(T)$, и, таким образом, плотность энтропии $s_{\text{дС}}$

$$s_{\text{дС}} = -\frac{\partial F}{\partial T} = \frac{3\pi}{4G} T = \frac{3}{4G} H. \quad (15)$$

Это пример плотности энтропии пространства–времени, предложенный Падманабханом [49] (см. также обзорные статьи по гравитационной энтропии [50, 51]).

3.5. Термодинамика де Ситтера и голография

Теперь рассмотрим возможную связь такой локальной термодинамики состояния де Ситтера с глобальной термодинамикой чёрных дыр, где полная энтропия чёрной дыры определяется площадью её горизонта. Для этого найдём энтропию S_H части пространства де Ситтера, окружённой космологическим горизонтом — полную энтропию объёма Хаббла $V_H = (4\pi/3)r_H^3$. Умножая плотность энтропии в уравнении (15) на объём Хаббла, получаем

$$S_H = V_H s_{ds} = \frac{A}{4G}, \quad (16)$$

где $A = 4\pi r_H^2$ — площадь горизонта. Полученная объёмная энтропия точно совпадает с энтропией космологического горизонта, предложенной Гиббсом и Хокингом. Однако такая глобальная энтропия определяется локальной энтропией состояния де Ситтера, а не степенями свободы горизонта. Это демонстрирует специфические особенности горизонта де Ситтера в отношении голографии, обсуждаемые, например, в работах [49, 52–54]. Уравнение (16) подтверждает голографическое соответствие объёма и горизонта в состоянии де Ситтера, что, в свою очередь, подтверждает локальную термодинамику состояния де Ситтера с двойной температурой Хокинга, $T = H/\pi = 2T_{GH}$.

3.6. Двойная температура Хокинга, измеренная свободно падающим детектором

Удвоение температуры Хокинга для чёрных дыр было предложено 'т Хоофтом [7–9]. В сценарии 'т Хоофта удвоение температуры сопровождается уменьшением полной энтропии чёрной дыры в 2 раза. В случае де Ситтера температура также вдвое превышает обычное значение, но энтропия в уравнении (16) имеет традиционное значение, ожидаемое из голографического принципа.

Другой пример удвоения температуры Хокинга для чёрной дыры, обсуждавшийся в работе [55], довольно близок к сценарию де Ситтера. Теперь это эффективная температура, измеренная свободно падающим наблюдателем, пересекающим горизонт чёрной дыры, которая вдвое превышает температуру Хокинга. Температура излучения Хокинга от чёрной дыры и эффективная температура, измеренная свободно падающим детектором на горизонте чёрной дыры, получены в том же подходе квантового туннелирования, где интенсивность излучения равна

$$w \sim \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \text{Im } S\right),$$

$$\text{Im } S = \text{Im} \int dr \frac{E}{1 + v(r)} = \frac{\pi E}{|dv/dr|_{r=r_H}} \int_{r_1}^{r_2} dr \delta(r - r_H). \quad (17)$$

Здесь r_H — положение горизонта событий. В случае излучения Хокинга имеем $r_1 < r_H < r_2$, а интеграл $\int dr \delta(r - r_H) = 1$. В результате получаем условную температуру Хокинга: $T_H = |dv/dr|_{r=r_H}/2\pi$. В случае пересечения детектором горизонта излучение вызвано самим детектором. Детектор играет роль внешнего объекта, испускающего излучение, подобно тому как внешний атом испускает излучение электрона в десит-

теровской среде. В этом случае r_1 определяется положением детектора: $r_1 = r_H < r_2$, а интеграл равен $\int dr \times \delta(r - r_H) = 1/2$. В результате локальная температура, измеряемая детектором, вдвое больше: $T = |dv/dr|_{r=r_H}/\pi = 2T_H$.

4. Двухкомпонентная термодинамика состояния де Ситтера

4.1. Модифицированное соотношение Гиббса – Дюгема, тёмная энергия и тёмная материя

Квадратичная зависимость энергии вакуума от температуры в уравнении (14) важна для рассмотрения термодинамического соотношения Гиббса – Дюгема для квантового вакуума. Это приводит к переформулировке вакуумного давления. В традиционном подходе вакуумное давление P_{vac} подчиняется уравнению состояния $P = w\epsilon$ с $w = -1$, т.е. $P_{vac} = -\epsilon_{vac}$ (напомним, что для нерелятивистской материи $w = 0$, а для излучения $w = 1/3$). В состоянии де Ситтера вакуумное давление отрицательно, $P_{vac} = -\epsilon_{vac} < 0$. Давление P_{vac} не удовлетворяет термодинамическому соотношению Гиббса – Дюгема $Ts_{ds} = \epsilon_{vac} + P_{vac}$, поскольку правая его часть равна нулю. Причина состоит в том, что в данном уравнении мы не учитывали гравитационные степени свободы.

Было показано, что гравитация вносит вклад в термодинамику через пару термодинамически сопряжённых переменных: гравитационную связь $K = 1/16\pi G$ и риманову кривизну $\mathcal{R}$ (см. [56–58]). Гравитационные термодинамические переменные позволяют записать модифицированное соотношение Гиббса – Дюгема:

$$Ts_{ds} = \epsilon_{vac} + P_{vac} - K\mathcal{R}. \quad (18)$$

Это уравнение позволяет ввести давление, характеризующее гравитационные степени свободы:

$$P_{DM} = P_{vac} - K\mathcal{R}. \quad (19)$$

Тогда соотношение Гиббса – Дюгема принимает вид

$$Ts_{ds} = \epsilon_{vac} + P_{DM}. \quad (20)$$

Мы называем P_{DM} давлением компоненты тёмной материи, хотя оно не имеет никакого отношения к реальной физической тёмной материи.

Предполагая, что энтропия де Ситтера обусловлена гравитационными степенями свободы, т.е. $s_{ds} = s_{DM}$, из уравнения (20) получаем, что плотность энергии такой "тёмной материи" равна плотности энергии вакуума, $\epsilon_{DM} = \epsilon_{DE}$. Именно поэтому наша тёмная материя удовлетворяет уравнению состояния $P = w\epsilon$ с $w = 1$. Это соответствует жёсткой материи, введённой Зельдовичем [59], где скорость звука равна скорости света, $c_s^2 = c^2 dP/d\epsilon_{vac} = c^2$.

4.2. Две тёмные компоненты жёсткой материи де Ситтера и Зельдовича

Итак, термодинамику расширения де Ситтера можно описать в терминах двух компонент состояния де Ситтера: вакуумной компоненты (тёмной энергии, ТЭ) и жёсткой материи (тёмной материи, ТМ). Эти компонен-

ты имеют следующий вид:

$$w = -1, \quad P_{\text{DE}}(H) = -\epsilon_{\text{DE}}(H) = -\frac{3}{8\pi G} H^2, \quad (21)$$

и

$$w = 1, \quad P_{\text{DM}}(T) = \epsilon_{\text{DM}}(T) = \frac{3\pi}{8G} T^2. \quad (22)$$

Тогда из уравнений (18)–(20) следует, что в равновесии, т.е. при $T = H/\pi$, полное (термодинамическое) давление равно нулю, так как это должно происходить при отсутствии внешней среды, когда парциальное давление тёмной материи компенсирует парциальное давление квантового вакуума:

$$P = P_{\text{DE}}(H = \pi T) + P_{\text{DM}}(H = \pi T) = 0. \quad (23)$$

В таком равновесном состоянии плотность энергии тёмной материи равна плотности тёмной энергии:

$$\epsilon_{\text{DM}}(H = \pi T) = \epsilon_{\text{DE}}(H = \pi T). \quad (24)$$

Модифицированное соотношение Гиббса–Дюгема в уравнении (20) представляет собой соотношение Гиббса–Дюгема для тёмной материи:

$$T s_{\text{DM}} = \epsilon_{\text{DM}} + P_{\text{DM}}, \quad s_{\text{DM}} \equiv s_{\text{ds}}. \quad (25)$$

Другими словами, термодинамика состояния де Ситтера полностью описывается термодинамикой гравитационной тёмной материи, которая играет роль нормальной компоненты в этой двухжидкостной термодинамике.

Итак, мы имеем следующий набор уравнений для равновесного состояния де Ситтера, выраженный через две тёмные компоненты:

$$P_{\text{DE}} = -\epsilon_{\text{DE}}, \quad (26)$$

$$P_{\text{DM}} = \epsilon_{\text{DM}}, \quad (27)$$

$$P = P_{\text{DE}} + P_{\text{DM}} = 0, \quad (28)$$

$$T s_{\text{DM}} = \epsilon_{\text{DM}} + P_{\text{DM}}. \quad (29)$$

Поскольку компонента тёмной энергии представляет собой вакуум, она приобретает ненулевое значение только для компенсации давления тёмной материи в уравнении (28) в состоянии равновесия. При отсутствии окружающей среды внешнее давление равно нулю, $P = 0$. Поэтому энергии двух компонент в состоянии равновесия имеют одинаковые значения в уравнении (24).

Аналогичная ситуация имеет место для замкнутой статической Вселенной с положительной кривизной, введённой Эйнштейном. В этом случае давление вносит три вклада: от обычной материи, от энергии вакуума и от гравитационных степеней свободы (т.е. от пространственной кривизны $\mathcal{R}$) (см. раздел 29.4.5 в книге [33] и ссылку [60]). Поскольку статическая Вселенная не имеет окружающей среды, в состоянии полного равновесия полное давление равно нулю, $P = P_{\text{vac}} + P_{\text{mater}} + P_{\text{gravity}} = 0$. Условия равновесия обеспечивают связь между материей, тёмной энергией и кривизной Вселенной Эйнштейна.

4.3. Жёсткое вещество Зельдовича и ферми-жидкость Ландау

Уравнение (15) показывает, что тепловые свойства состояния де Ситтера аналогичны свойствам нерелятивистской ферми-жидкости, такой как жидкий ^3He . Плотность энтропии в ферми-жидкости также линейна по температуре:

$$s_{\text{FL}} = \frac{p_{\text{F}}^2}{3v_{\text{F}}} T. \quad (30)$$

Скорость Ферми v_{F} и импульс Ферми p_{F} этого космологического аналога ферми-жидкости имеют порядок скорости света и обратной планковской длины соответственно, $v_{\text{F}} \sim c$ и $p_{\text{F}} \sim 1/l_{\text{P}} \equiv M_{\text{P}}/c$, где M_{P} — приведённая планковская масса, $M_{\text{P}}^2 = 1/(8\pi G)$.

Закон Зоммерфельда в ферми-жидкости гласит, что энтропия, приходящаяся на один атом ферми-жидкости, равна

$$S = \frac{s_{\text{FL}}}{n_{\text{FL}}} \sim \frac{T}{E_{\text{F}}}, \quad (31)$$

где $n_{\text{FL}} \sim p_{\text{F}}^3$ — плотность атомов ферми-жидкости, а E_{F} — энергия Ферми.

Может ли это иметь отношение к квантовому вакууму? Мы не знаем, что такое "атомы вакуума", но из уравнения (15) следует, что плотность энтропии вакуума равна $s_{\text{vac}} \sim T/l_{\text{P}}^2 \sim (T/M_{\text{P}})/l_{\text{P}}^3$. Последнее предполагает, что плотность числа "атомов вакуума" равна $n_{\text{P}} \sim 1/l_{\text{P}}^3$, а энтропия на один "атом вакуума" равна

$$S = \frac{s_{\text{vac}}}{n_{\text{P}}} \sim s_{\text{vac}} l_{\text{P}}^3 \sim \frac{T}{M_{\text{P}}}. \quad (32)$$

Уравнение (32) является полным аналогом закона Зоммерфельда для ферми-жидкостей. В ферми-жидкостях это соответствует плотности состояний на уровне Ферми $N_{\text{F}} \sim m p_{\text{F}}$. Такая аналогия предполагает, что соответствующая плотность состояний в квантовом вакууме равна $N_{\text{P}} \sim M_{\text{P}}^2$. Огромная плотность состояний в квантовом вакууме приводит к очень большой энтропии состояния де Ситтера даже при очень низкой температуре вакуума.

5. Двухкомпонентная динамика состояния де Ситтера

5.1. Феноменологическая теория двухкомпонентной динамики

Двухжидкостная термодинамика состояния де Ситтера, обсуждаемая в разделе 4, справедлива в тепловом равновесии, когда $T = H/\pi$. Однако равновесное состояние невозможно, поскольку тёмная материя представляет собой тепловой термостат для обычной материи, что приводит к термическому зародышеобразованию материи и, следовательно, к распаду энергии вакуума. Здесь мы не будем вдаваться в детали этого процесса распада, зависящего от множества различных факторов. Мы воспользуемся феноменологическим подходом, предложенным в работе [2], и применим его к Вселенной с космологически жёсткой материей. Мы предполагаем, что уравнения Эйнштейна модифициро-

ваны таким образом, что гравитационная тёмная материя ведёт себя как реальная жёсткая материя Зельдовича и в динамике. Тогда тёмная материя распадается со временем из-за расширения, но также получает энергию за счёт обмена энергией с тёмной энергией. С другой стороны, такой обмен энергией приводит к уменьшению плотности энергии вакуума, и Вселенная в конечном итоге приближается к равновесному вакуумному состоянию Минковского.

Итак, рассмотрим, как релаксирует состояние де Ситтера, если учесть, что температура тёмной материи изменяется как за счёт расширения, так и за счёт обмена энергией с тёмной энергией. Единственное предположение в этом феноменологическом подходе состоит в том, что благодаря обмену энергией обе тёмные компоненты стремятся достичь общей температуры в процессе установления равновесия.

5.2. Динамика без обмена энергией

Если обмен энергией между двумя компонентами отсутствует, то реальное жёсткое вещество с уравнением состояния $w = 1$ релаксирует согласно уравнениям Эйнштейна:

$$\partial_t \epsilon_{DM} = -3H(w+1)\epsilon_{DM} = -6H\epsilon_{DM}, \quad (33)$$

тогда как уравнение для плотности энергии вакуума с $w = -1$ не зависит от времени:

$$\partial_t \epsilon_{DE} = -3H(w+1)\epsilon_{DE} = 0. \quad (34)$$

Конечно, для исходной гравитационно жёсткой материи вместо уравнения (33) имеем $\partial_t \epsilon_{DM} = 0$. Но здесь мы рассматриваем игрушечную феноменологическую модель, в которой реальная материя Зельдовича имеет точно такую же плотность энергии, как и гравитационная материя Зельдовича в уравнении (22).

5.3. Динамика с обменом энергией

Если между двумя компонентами происходит обмен энергией, естественно предположить, что данные тёмные компоненты стремятся к общему состоянию равновесия в уравнении (24). Это говорит о том, что из-за обмена энергией в процессе термализации температура тёмной материи стремится приблизиться к температуре $T = H/\pi$ теплового резервуара де Ситтера, и, следовательно, плотность энергии тёмной материи стремится приблизиться к плотности тёмной энергии $\epsilon_{DM}(T) \rightarrow \epsilon_{DE}(H)$.

Для этого уравнение (33) необходимо модифицировать следующим образом:

$$\partial_t \epsilon_{DM}(T) = -6H(\epsilon_{DM}(T) - \epsilon_{DE}(H)). \quad (35)$$

Уравнение (35) феноменологическое, оно описывает процесс термализации посредством обмена энергией между двумя тёмными компонентами.

Теперь прирост $6H\epsilon_{DE}(H)$ энергии тёмной материи в уравнении (35) должен быть скомпенсирован потерей тёмной энергии, что изменяет уравнение (34), приводя к релаксации энергии вакуума:

$$\partial_t \epsilon_{DE}(H) = -6H\epsilon_{DE}(H). \quad (36)$$

Уравнение (36) даёт следующую асимптотическую зависимость тёмной энергии при больших временах:

$$\epsilon_{DE}(t) = \frac{1}{6\pi G t^2}. \quad (37)$$

Такое же поведение плотности энергии вакуума было получено с использованием поля 4-формы Хокинга [61] (см. ссылки [56, 62]). В этом случае роль тёмной материи играют осцилляции энергии вакуума при её распаде [63].

Из уравнения (35) получается зависимость тёмной материи от времени:

$$\epsilon_{DM}(t) = \frac{\ln(t/t_0)}{3\pi G t^2}. \quad (38)$$

Обе тёмные компоненты имеют один и тот же порядок величины и в настоящее время имеют разумные значения:

$$\epsilon_{DE}(t_{\text{present}}) \sim \epsilon_{DM}(t_{\text{present}}) \sim H^2 M_P^2 \sim 10^{-120} M_P^4. \quad (39)$$

Обе компоненты в конечном итоге приближаются к полностью равновесному состоянию с нулевой температурой — вакууму Минковского. Именно поэтому эта игрушечная феноменологическая модель показывает путь к решению проблем космологической постоянноты, включая проблему совпадений (см. также раздел 8.3). Ключевым моментом здесь является неустойчивость состояния де Ситтера в присутствии внешнего объекта (например, протона).

6. Термодинамика чёрных дыр с точки зрения макроскопического квантового туннелирования

6.1. Зарождение вихрей как макроскопическое квантовое туннелирование

Процесс квантового туннелирования макроскопических объектов хорошо известен в физике конденсированного состояния (см. оригинальные статьи 1970-х годов [64–68]). Большинство авторов этих работ были сотрудниками Института имени Ландау. Макроскопическое туннелирование можно изучать с помощью коллективных переменных, описывающих коллективную динамику макроскопического объекта. Такой подход позволяет оценить квазиклассический показатель туннелирования, не учитывая детали структуры объекта на микроскопическом (атомном) уровне. Именно поэтому он важен в физике чёрных дыр, где структура квантового вакуума до сих пор неизвестна.

К процессам макроскопического квантового туннелирования относится, в частности, процесс квантового зарождения вихрей в сверхтекучих жидкостях [66]. В данном процессе роль канонически сопряжённых коллективных переменных играют координаты z и r вихревого кольца. Это даёт закон объёма для вихревого инстантона: действие содержит топологический член $S_{\text{top}} = 2\pi\hbar n V = 2\pi\hbar N$, где n — плотность частиц; V — объём внутри поверхности, охватываемый вихревой линией между её зарождением и аннигиляцией; а N — число атомов внутри указанного объёма (см. раздел 26.4.3 в книге [33], а также в статье Разетти и Редже [69]).

Для других линейных топологических дефектов в конденсированном веществе вместо закона объёма применяется закон площадей, т.е. действие пропорционально площади поверхности, заметаемой линией дефекта, как в случае действия струны Полякова [70]. Применение макроскопического квантового туннелирования к вихрям Абрикосова в сверхпроводниках можно найти в обзорной статье [71], большинство авторов которой работали в Институте имени Ландау.

Скорость испускания вихревой петли в сверхтекучем гелии, движущемся относительно стенок,

$$w \propto \exp(-2\pi N), \quad (40)$$

где N — число "атомов вакуума" (атомов ${}^4\text{He}$), участвующих в вихревом инстантоне. Она зависит от "скорости вакуума", $N \propto 1/v_s^3$. Это похоже на квантование энтропии чёрной дыры в терминах микросостояний планковского размера, где число "атомов чёрной дыры" определяется соотношением между массой чёрной дыры M и планковской массой M_P . В случае чёрной дыры скорость туннелирования связана с изменением энтропии после туннелирования, что даёт скорость испускания в терминах числа микросостояний, аналогично уравнению (40). Данный вопрос будет обсуждаться в разделе 9.7.

6.2. Излучение Хокинга как квантовое туннелирование

Начнём с квантового туннелирования частиц из чёрной дыры, которое описывает излучение Хокинга [17–19]. Скорость испускания частицы с энергией ω из чёрной дыры с массой M подчиняется следующему экспоненциальному закону:

$$w(\omega, M) \propto \exp(-8\pi G M \omega) \equiv \exp\left(-\frac{\omega}{T_H}\right). \quad (41)$$

Здесь T_H — температура излучения Хокинга:

$$T_H = \frac{1}{8\pi G M}. \quad (42)$$

Мы используем $\hbar = c = 1$ и условие $T_H \ll \omega \ll M$. Таким образом, процесс квантового туннелирования показывает, что скорость излучения определяется температурой Хокинга T_H . Это важно для построения термодинамики чёрной дыры.

Следующий важный шаг был сделан Парихом и Вильчеком [18], которые получили поправку к излучению Хокинга. Данная поправка вызвана обратной реакцией — уменьшением массы чёрной дыры после испускания:

$$w(\omega, M - \omega) \propto \exp\left(-8\pi G \omega \left(M - \frac{\omega}{2}\right)\right). \quad (43)$$

Такая обратная реакция связана с уменьшением энтропии Бекенштейна–Хокинга $S_{\text{BH}}(M) = 4\pi G M^2$ чёрной дыры после испускания [72]. Причина в том, что излучение Хокинга можно рассматривать как редкий эффект, вызванный термодинамическими флуктуациями. Согласно Ландау и Лифшицу [73], редкие флуктуации приводят к уменьшению энтропии, и, таким образом, скорость излучения Хокинга в уравнении (43) можно

описать через уменьшение энтропии чёрной дыры после испускания частицы:

$$w(\omega, M - \omega) \propto \exp[S_{\text{BH}}(M - \omega) - S_{\text{BH}}(M)]. \quad (44)$$

Отсюда видно, что процесс квантового туннелирования может служить источником как температуры Хокинга, так и энтропии Бекенштейна–Хокинга. Это подтверждается рассмотрением макроскопического квантового туннелирования, обсуждаемого в разделе 6.3, где описывается процесс, в котором большая чёрная дыра испускает более мелкие чёрные дыры [57].

Более того, макроскопическое квантовое туннелирование из чёрной дыры в белую дыру той же массы демонстрирует любопытные термодинамические свойства белой дыры [74]. В частности, энтропия белой дыры отрицательна, $S_{\text{WH}}(M) = -S_{\text{BH}}(M)$. Это следствие особого типа горизонта событий, который также возникает в коллапсирующей вселенной де Ситтера при $H < 0$. Не ясно, может ли отрицательная энтропия возникать в системах без горизонта событий и в аналогах конденсированного состояния.

6.3. Излучение чёрных дыр

как макроскопическое квантовое туннелирование

Испущенную чёрную дыру можно рассматривать как разновидность частицы, и процесс излучения содержит аналогичный элемент обратной реакции [57]. Однако "частица", испускаемая чёрной дырой, имеет ненулевую энтропию. В результате, в отличие от испускания точечной частицы, скорость испускания малой чёрной дыры увеличивается на энтропию испускаемой чёрной дыры [75].

Всё это говорит о том, что общий процесс разделения чёрных дыр на несколько частей может быть выражен через энтропии чёрных дыр, участвующих в данном процессе. В частности, скорость, с которой чёрная дыра разделяется на две меньшие чёрные дыры в процессе макроскопического квантового туннелирования, подчиняется следующему правилу:

$$w(M \rightarrow M_1 + M_2) \propto \exp[S_{\text{BH}}(M_1) + S_{\text{BH}}(M_2) - S_{\text{BH}}(M_1 + M_2)]. \quad (45)$$

Уравнение (45) позволяет нам получить энтропию чёрной дыры как функцию её массы, $S_{\text{BH}}(M)$. Для этого рассмотрим излучение малой чёрной дыры с массой m большой чёрной дырой с массой $M \gg m$. Скорость излучения подчиняется уравнению (41) с $\omega = m$. С другой стороны, она подчиняется уравнению (45) с $M_1 = M - m$ и $M_2 = m \ll M$. Разлагая указанное уравнение по малому m и сравнивая его с уравнением (41), получаем функцию $S_{\text{BH}}(M)$:

$$\frac{dS_{\text{BH}}}{dM} = 8\pi G M \Rightarrow S_{\text{BH}}(M) = 4\pi G M^2. \quad (46)$$

Макроскопический квантовый туннельный подход фактически является ещё одним способом вывода энтропии Бекенштейна–Хокинга для чёрной дыры. Применение макроскопического квантового туннелирования к космологическому распаду ложного квантового вакуума можно найти в работах [76, 77].

6.4. Неэкстенсивная энтропия чёрной дыры

Энтропия чёрной дыры неэкстенсивна, поскольку $S_{\text{BH}}(M_1 + M_2) > S_{\text{BH}}(M_1) + S_{\text{BH}}(M_2)$. Источником неэкстенсивной энтропии чёрных дыр является особый тип конфигурационного пространства ансамбля чёрных дыр, который следует из преобразований чёрных дыр, обсуждаемых в разделе 6.3.

Энтропия обычных термодинамических систем является экстенсивной. Она пропорциональна объёму системы, поэтому разделение системы объёмом V на две части объёмами $V_1 + V_2 = V$ не меняет её общую энтропию: $S(V_1 + V_2) = S(V_1) + S(V_2)$, или $S(A, B) = S(A) + S(B)$. Энтропия чёрной дыры не удовлетворяет условию аддитивности. Вместо этого для энтропий чёрных дыр справедливо следующее неаддитивное правило композиции:

$$S_{\text{BH}}(M_1 + M_2) = \left(\sqrt{S_{\text{BH}}(M_1)} + \sqrt{S_{\text{BH}}(M_2)} \right)^2. \quad (47)$$

Именно благодаря квантовым процессам ансамбль чёрных дыр имеет особый тип конфигурационного пространства, в котором энтропия неэкстенсивна. Такая неэкстенсивность обусловлена квантовыми флуктуациями, которые определяют редкие процессы макроскопического квантового туннелирования между состояниями чёрных дыр. Это аналог перемежаемости в хаотических системах [78]. Подобные процессы требуют обобщения статистики с соответствующей неэкстенсивной энтропией. Уравнение (47) полностью определяет тип статистики: она описывается энтропией Цаллиса – Чирто с $\delta = 2$ [79] (см. раздел 9.7).

Если чёрная дыра находится в смешанном состоянии, а её энтропия представляет собой энтропию фон Неймана, то процесс квантового туннелирования, разделяющий чёрную дыру на более мелкие чёрные дыры, преобразует смешанное состояние в менее смешанное состояние с более низкой энтропией. Это согласуется с точкой зрения Вайнберга [80] о том, что именно матрица плотности, введённая Ландау и фон Нейманом, а не волновая функция, введённая Шрёдингером, описывает физическую реальность. Подход с использованием волновых функций так же удобен, как и комплексный параметр порядка (волновая функция конденсата), введённый Гинзбургом и Ландау для описания сверхтекучести и сверхпроводимости. Однако реальными физическими величинами являются их билинейные комбинации — матрица плотности и корреляционная функция, инвариантные относительно сдвига фаз (о дополнительных симметриях матрицы плотности по сравнению с волновой функцией см. [80]).

Важным примером является двумерная сверхтекучая жидкость, где волновая функция конденсата отсутствует. Фазовый переход в сверхтекучее состояние определяется поведением коррелятора [81, 82].

6.5. Экстенсивность энтропии де Ситтера

Неэкстенсивность энтропии чёрной дыры и, следовательно, применение обобщённой статистики неудивительны, если учесть наличие дальнедействующих сил [83]. Обобщённая статистика применима к энтропии чёрной дыры как к энтропии конечной замкнутой системы. Она неприменима к таким открытым системам, как состояние де Ситтера, где энтропия экстенсивна [2, 48]. Энтропия любого объёма V в состоянии де Ситтера, независимо

от того, меньше он или больше объёма Хаббла V_{H} , пропорциональна объёму:

$$S_V = s_{\text{dS}} V = \frac{3\pi}{4G} T V. \quad (48)$$

Экстенсивная энтропия в уравнении (48) определяет тепловые флуктуации термодинамических переменных. Например, согласно Ландау и Лифшицу [73], флуктуации температуры в объёме V обратно пропорциональны объёму. В состоянии де Ситтера имеем:

$$\frac{\langle (\Delta T)^2 \rangle}{T^2} \sim \frac{1}{S_V} = \frac{1}{S_{\text{H}}} \frac{V_{\text{H}}}{V}. \quad (49)$$

Здесь, как и прежде, V_{H} и S_{H} — соответственно объём Хаббла и энтропия объёма Хаббла. Экстенсивность энтропии де Ситтера не противоречит голографическому соответствию объёма и поверхности в уравнении (16), которое применяется только к энтропии объёма Хаббла V_{H} .

6.6. Энтропия сингулярности чёрной дыры

Термодинамика де Ситтера подчиняется модифицированному соотношению Гиббса – Дюгема в уравнении (18), которое включает гравитационные степени свободы: гравитационную связь K (гравитационный аналог химического потенциала) и скалярную кривизну $\mathcal{R}$. Предположим, что аналогичное соотношение применимо к локальной термодинамике чёрных дыр. В случае чёрной дыры это соотношение имеет следующий вид:

$$Ts(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}) - K\mathcal{R}(\mathbf{r}). \quad (50)$$

Здесь температура T и "гравитационный химический потенциал" K являются константами, а скалярная кривизна $\mathcal{R}(\mathbf{r})$, плотность энергии $\epsilon(\mathbf{r})$ и плотность энтропии $s(\mathbf{r})$ зависят от положения в пространстве. Имеем:

$$\epsilon(\mathbf{r}) = M\delta(\mathbf{r}), \quad \mathcal{R}(\mathbf{r}) = 8\pi G M \delta(\mathbf{r}). \quad (51)$$

Тогда при $T = 1/(8\pi G M)$ и $K = 1/(16\pi G)$ модифицированное соотношение Гиббса – Дюгема (50) даёт плотность энтропии, которая согласуется с голографическим соответствием объём – горизонт:

$$s(\mathbf{r}) = \frac{M}{2T} \delta(\mathbf{r}) = \frac{A}{4G} \delta(\mathbf{r}), \quad (52)$$

$$S_{\text{BH}} = \int d^3r s(\mathbf{r}) = \frac{A}{4G}. \quad (53)$$

Та же плотность сингулярной энтропии в уравнении (52) получена для заряженной чёрной дыры Рейсснера – Нордстрёма (RN). Согласно работе [57], энтропия и температура Бекенштейна – Хокинга для RN-чёрной дыры такие же, как для электрически нейтральной чёрной дыры с той же массой. В правую часть уравнения (50) следует добавить дополнительный член $-\Phi q(\mathbf{r})$, который получается из плотности заряда $q(\mathbf{r}) = Q\delta(\mathbf{r})$. Однако этот член равен нулю, поскольку соответствующий электрический аналог химического потенциала (электростатический потенциал) равен нулю, $\Phi = 0$.

Итак, если наше предположение верно, то из уравнений (52) и (53) следует, что вся энтропия чёрной дыры, $S_{\text{BH}} = A/4G$, сосредоточена в сингулярности чёрной дыры. Последнее вполне естественно с точки зрения кон-

денсированного состояния: сингулярность — это компактный физический объект с огромной плотностью энергии. Аналогом такого объекта в конденсированном состоянии является ядро вихря в сверхтекучей жидкости. Ядро вихря содержит сингулярность в сверхтекучей скорости, $\nabla \times \mathbf{v}_s = \kappa \hat{\mathbf{z}} \delta(\mathbf{r}_\perp)$, где κ — квант циркуляции сверхтекучей скорости. В киральных сверхтекучих жидкостях Вейля ядро вихря имеет большую плотность состояний, что обусловлено плоской зоной в спектре электронов, заключённых в сингулярности [84].

Было бы интересно применить такой подход к чёрной дыре Керра и к сверхкритической чёрной дыре Рейсснера – Нордстрёма с голой сингулярностью [74, 85].

7. Эффект Унру и швингеровское рождение пар

7.1. Швингер против Унру

В разделе 3 мы видели, что состояние де Ситтера характеризуется локальной температурой, которая вдвое превышает температуру Гиббонса – Хокинга [2, 86]. Это добавляет новые вопросы к многочисленным обсуждениям проблемы фактора 2 в термодинамике чёрных дыр и в космологии [87–92]. Швингеровское рождение пар также несёт в себе некоторые черты теплового излучения, поэтому можно ожидать возникновения проблемы фактора 2 и в данном явлении.

Скорость швингеровского рождения пар [93, 94] частиц с массой M и зарядом $\pm q$ в электрическом поле $\mathcal{E}$ на единицу объёма в единицу времени определяется по формуле

$$\Gamma^{\text{Schw}}(M) = \frac{dW^{\text{Schw}}}{dt} = \frac{q^2 \mathcal{E}^2}{(2\pi)^3} \exp\left(-\frac{\pi M^2}{q\mathcal{E}}\right). \quad (54)$$

Поскольку $a = q\mathcal{E}/M$ соответствует ускорению заряженной частицы, получаем аналог эффекта Унру [95]:

$$\Gamma^{\text{Schw}}(M) \propto \exp\left(-\frac{\pi M}{a}\right) \equiv \exp\left(-\frac{M}{T}\right) = \exp\left(-\frac{M}{2T_U}\right). \quad (55)$$

Швингеровское рождение пары действительно выглядит как эффект Унру, хотя соответствующая эффективная температура вдвое больше температуры Унру, $T = a/\pi \equiv T_U = 2T_U$. Было предпринято множество попыток связать два указанных явления (см. работы [96–99] и ссылки в них).

Конечно, сходство уравнений для вероятностей предполагает наличие некоторой аналогии между эффектами Швингера и Унру. Однако дополнительный множитель 2 представляет собой серьёзную проблему. В Институте имени Ландау А.А. Старобинский заинтересовался решением этой проблемы. Здесь мы рассматриваем данную проблему, используя опыт с удвоением температуры Гиббонса – Хокинга в случае космологического горизонта в разделе 3.

Попытка провести прямую аналогию между указанными процессами уже проблематична. Исходное состояние — вакуум в постоянном электрическом поле. Будучи вакуумом, он не создаёт никакого физического ускорения. Ускорение в электрическом поле возникает только в присутствии заряженной частицы. Поэтому можно по-

пытаться найти ситуацию, когда два эффекта физически связаны. Связь может возникнуть, если разделить рождение пары на несколько этапов. На первом этапе пара частиц рождается по механизму Швингера, а затем, на последующих этапах, вступает процесс Унру, вызванный ускорением рождённых заряженных частиц электрическим полем. Оба квантовых процесса должны происходить синхронно, т.е. когерентно. Это означает, что в квантовой туннельной картине [17, 18] соответствующие показатели степени складываются.

7.2. Двойная температура Унру из комбинации процессов Швингера и Унру

Чтобы связать швингеровское рождение пар с эффектом Унру, рассмотрим следующий комбинированный процесс, в котором рождаются частицы с зарядами $\pm q$ и массами $M + m$. На первом этапе рождаются частицы с зарядами $\pm q$ и массами M , на втором этапе эти заряженные частицы ускоряются электрическим полем. Такие частицы играют роль детекторов, энергетические уровни которых возбуждаются с уровня с энергией M на уровни с энергией $M + m$ за счёт эффекта Унру. Поскольку данные процессы происходят синхронно, вероятность комбинированного процесса $\Gamma^{\text{Schw}}(M + m)$ равна произведению парциальных вероятностей:

$$\Gamma^{\text{Schw}}(M + m) = \Gamma^{\text{Schw}}(M) \Gamma_+^{\text{Unruh}}(m) \Gamma_-^{\text{Unruh}}(m). \quad (56)$$

Здесь $\Gamma_+^{\text{Unruh}}(m)$ и $\Gamma_-^{\text{Unruh}}(m)$ — скорости возбуждения соответствующих детекторов.

С другой стороны, согласно уравнению (54), вероятность рождения частиц на возбуждённом уровне с массой $M + m$ и зарядом q можно выразить через вероятность рождения частиц в основном состоянии с массой M и зарядом q с дополнительным членом:

$$\Gamma^{\text{Schw}}(M + m) = \Gamma^{\text{Schw}}(M) \exp\left(-\frac{2\pi Mm}{q\mathcal{E}} - \frac{\pi m^2}{q\mathcal{E}}\right). \quad (57)$$

Сравнивая (57) с уравнением (56), получаем, что эффект ускорения (эффект Унру) описывается следующим уравнением:

$$\Gamma_{\pm}^{\text{Unruh}}(m) = \exp\left(-\frac{\pi m}{a} \left(1 + \frac{m}{2M}\right)\right). \quad (58)$$

В пределе $m \ll M$ это соответствует уравнению (55) с удвоенной температурой Унру. Итак, мы вернулись к проблеме с множителем 2. Но теперь у нас появился новый аргумент в пользу множителя 2 в эффекте Унру. Объединённый процесс Швингера – Унру предполагает, что множитель 2 в уравнении (55) является естественным, и поэтому мы должны пересмотреть температуру чистого эффекта Унру. Аналоги конденсированного состояния, где нам известны как инфракрасный, так и ультрафиолетовый пределы [102], подтверждают удвоение. Это показывает, что удвоенная температура Унру $\bar{T}_U = 2T_U$ — не артефакт, а реальная температура, управляющая процессом Унру.

7.3. Обратная реакция детектора в эффекте Унру

Уравнение (58) предполагает, что описывающее эффект Унру соотношение следует записать в виде

$$\Gamma^{\text{Unruh}}(m) = \exp\left(-\frac{m}{\bar{T}_U} \left(1 + \frac{m}{2M}\right)\right), \quad (59)$$

где поправка $m/2M$ описывает отдачу (или обратную реакцию) детектора из-за его конечной массы M [96, 97, 100, 101]. Это похоже на обратную реакцию чёрной дыры в излучении Хокинга, обсуждаемую Парихом и Вильчеком [18].

Чтобы получить такую поправку, рассмотрим пошаговый переход к большей массе детектора, т.е. к более высокому уровню возбуждения детектора n [100, 101]. Мы рассматриваем N шагов, каждый с $\Delta m = m/N$. На каждом шаге масса детектора увеличивается, $M_n = M + (n-1)\Delta m$, а значит, ускорение и температура $U_{\text{нр}}$ соответственно уменьшаются:

$$M_n = M + (n-1)\Delta m, \quad \Delta m = \frac{m}{N}, \quad (60)$$

$$a_n = \frac{q\mathcal{E}}{M_n}, \quad \bar{T}_{\text{Ун}} = \frac{a_n}{2\pi}. \quad (61)$$

Тогда получаем уравнение (59):

$$\Gamma^{\text{Unruh}}(m) = \prod_n \exp\left(-\frac{\Delta m}{\bar{T}_{\text{Ун}}}\right) = \exp\left(-\sum_{n=1}^N \frac{\Delta m}{\bar{T}_{\text{Ун}}}\right), \quad (62)$$

$$\Gamma^{\text{Unruh}}(m) = \exp\left(-\frac{m}{\bar{T}_{\text{У}}}\left(1 + \frac{m}{2M}\right)\right). \quad (63)$$

7.4. Обратная реакция в излучении Хокинга

Такую же пошаговую процедуру можно применить к излучению Хокинга, где масса чёрной дыры M уменьшается после каждого $\Delta\omega = \omega/N$ шага излучения Хокинга, что постепенно повышает температуру Хокинга.

$$M_n = M - (n-1)\Delta\omega, \quad \Delta\omega = \frac{\omega}{N}, \quad (64)$$

$$T_{\text{Нн}} = \frac{1}{8\pi G M_n}. \quad (65)$$

Это даёт результат уравнения Париха – Вильчека [18]:

$$\Gamma(\omega) = \exp\left(-\sum_{n=1}^N \frac{\Delta\omega}{T_{\text{Нн}}}\right), \quad (66)$$

$$\Gamma(\omega) = \exp\left(-\frac{\omega}{T_{\text{Н}}}\left(1 - \frac{\omega}{2M}\right)\right), \quad T_{\text{Н}} = \frac{1}{8\pi G M}. \quad (67)$$

Результат аналогичен результату в уравнении (63), за исключением противоположного знака, поскольку масса чёрной дыры уменьшается с излучением, а масса детектора увеличивается из-за возбуждения ускорением.

8. Гидродинамика Ландау – Халатникова и проблемы космологической постоянной

8.1. Энергия вакуума в конденсированных средах

Проблема космологической постоянной, или "вакуумная катастрофа", заключается в существенном расхождении между наблюдаемыми значениями плотности энергии вакуума (малым значением космологической постоянной)

и гораздо большим теоретическим значением энергии нулевых колебаний, предлагаемым квантовой теорией поля. Энергия нулевых колебаний огромна, поскольку определяется ультрафиолетовым порогом. На первый взгляд, конденсированные среды дают очень простое решение этой проблемы.

В конденсированных средах, таких как сверхтекучий ^4He и сверхтекучие фазы ^3He , мы знаем физику как в ультрафиолетовом (атомном) масштабе, так и в инфракрасном (гидродинамическом) пределе. В данном низкоэнергетическом пределе физика описывается коллективными переменными и квазичастицами, образующими аналог вселенной. Эффективные квантовые поля в таких эффективных вселенных имеют энергию нулевых колебаний. Эти энергии формально расходятся (как и в нашей Вселенной) и требуют ультрафиолетового обрезания. Однако, глядя с микроскопической стороны (атомного ультрафиолета), мы видим, что все подобные расходимости формальны и не имеют физических последствий. Они не определяют энергию основного состояния квантовой жидкости — энергию "квантового вакуума", которая равна нулю в равновесии.

Причина в том, что "вакуум" — это система многих тел. В пределе большого числа атомов она подчиняется общим законам термодинамики, не зависящим от деталей атомной физики. В частности, плотность энергии ϵ сверхтекучей жидкости в пределе нулевой температуры подчиняется соотношению Гиббса – Дюгема:

$$\epsilon - \mu n = -P. \quad (68)$$

Здесь n — плотность атомов, $\mu = d\epsilon/dn$ — химический потенциал, а P — давление.

Видно, что термодинамический потенциал $\epsilon - \mu n$ играет роль плотности энергии вакуума, ϵ_{vac} , которая подчиняется уравнению состояния $w = -1$:

$$\epsilon_{\text{vac}} = -P, \quad \epsilon_{\text{vac}} = \epsilon - \mu n. \quad (69)$$

8.2. Космологическая постоянная равна нулю в состоянии равновесия

Уравнение (69) описывает общее свойство любого вакуумного состояния в любой квантовой системе, включая квантовый вакуум нашей Вселенной. Важно, что именно ϵ_{vac} , а не ϵ , входит в уравнение Эйнштейна в качестве космологической постоянной Λ . Это показано с помощью так называемой q -теории [56, 103, 104], где физический вакуум описывается полем 4-формы — динамической переменной, введённой Хокингом [61, 105]. Из уравнений для q -поля и уравнения Эйнштейна получаем:

$$\Lambda = \epsilon_{\text{vac}} = \epsilon(q) - \mu q, \quad \mu = \frac{d\epsilon}{dq}. \quad (70)$$

Рассмотрим сначала квантовый вакуум в отсутствие гравитации, т.е. в специальной теории относительности [106]. В этом случае, если внешнее давление, действующее на квантовый вакуум, отсутствует, то, согласно уравнению (69), космологическая постоянная естественным образом равна нулю.

Таким образом, термодинамика естественным образом решает основную задачу о космологической по-

стоянной без какой-либо тонкой настройки при отсутствии гравитации. Обратите внимание, что величина $\epsilon(q)$ определяется ультрафиолетовой физикой и огромна. Но в равновесии она естественно сокращается членом $-\mu q$, который является аналогом контрчлена в квантовых теориях поля. Механизм сокращения чисто термодинамический и не зависит от того, является ли вакуум релятивистским или нет.

Хокинг рассматривал квадратичную зависимость ϵ от q . В этом случае компенсация отсутствует, поскольку получается $\Lambda = \epsilon_{\text{vac}} = -\epsilon(q)$.

По аналогии с конденсированным веществом, такой вакуум соответствует газу, а не жидкости. Газ не может существовать в равновесии без внешнего давления, тогда как жидкость самоподдерживается, т.е. может существовать без внешнего давления. Это говорит о том, что вакуум в нашей Вселенной является самоподдерживающейся субстанцией, и, следовательно, $\Lambda = \epsilon_{\text{vac}} = 0$ в равновесии.

8.3. Распад вакуума без тонкой настройки

Теперь рассмотрим влияние гравитационных степеней свободы. Как показано в разделе 4, гравитация с её термодинамически сопряжёнными переменными (гравитационной связью K и скалярной римановой кривизной $\mathcal{R}$) добавляет свой вклад в полное давление. Тогда в состоянии равновесия полное давление равно нулю, согласно уравнению (28). Но теперь равновесное состояние с нулевым давлением соответствует вакууму де Ситтера, который в силу своей симметрии служит аттрактором наряду с вакуумом Минковского.

Аттрактор де Ситтера можно рассмотреть, используя динамику q -поля Хокинга. Предположим сначала, что Большой взрыв начался в изначально равновесном вакууме Минковского. Это соответствует особому значению μ_0 химического потенциала поля q в уравнении (69), для которого $\Lambda(\mu_0) = 0$. Тогда из наших уравнений без учёта диссипации [104] следует, что космологическая постоянная, которая очень велика сразу после Большого взрыва, релаксирует с помощью осцилляций к нулевому значению. Её величина, усреднённая по быстрым осцилляциям, достигает современного значения в настоящее время $\langle \Lambda(t_{\text{present}}) \rangle \sim M_{\text{P}}^2/t_{\text{present}}^2 \sim 10^{-120} M_{\text{P}}^4$. Аналогичное поведение обсуждалось в разделе 5.3. Осцилляционный распад также присутствует в инфляции Старобинского [107, 108], где величина частоты осцилляций определяется массой инфлатона Хиггса, а не масштабом Планка, как в нашем случае.

Однако если начальные условия иные, т.е. $\mu \neq \mu_0$, то из уравнений динамики (снова без учёта диссипации) следует, что Вселенная релаксирует с колебаниями к аттрактору де Ситтера, а не к вакуумному состоянию Минковского. Это показывает, что специальный выбор начальных условий, $\mu = \mu_0$, представляет собой своего рода тонкую настройку. Такая тонкая настройка также присутствует в инфляции Старобинского [107, 108] благодаря специальному выбору параметров системы, что приводит к аттрактору Минковского. Механизм Паули – Зельдовича, обсуждаемый Каменщиком и Старобинским [109], также основан на тонкой настройке — точном сокращении вкладов релятивистских бозонов и релятивистских фермионов в энергию вакуума. В общем случае, т.е. без тонкой настройки, аттрактор де Ситтера неизбежен, что отражает особую симметрию состояния

де Ситтера, которая ставит его на один уровень с вакуумом Минковского.

Тем не менее, вывод, сделанный в теории конденсированного состояния, о том, что энергия вакуума должна быть равна нулю при полном равновесии, остаётся в силе. Вакуум де Ситтера нестабилен и релаксирует к вакууму Минковского. Так происходит потому, что среда де Ситтера служит для вещества термостатом. Термостат обеспечивает термическое зарождение вещества, обсуждаемое в разделе 3. Образующееся вещество нарушает особую симметрию состояния де Ситтера. Обмен энергией между вакуумом и веществом в конечном итоге приводит к распаду данного состояния и, следовательно, к обнулению космологической постоянной в конечном термодинамическом равновесии без какой-либо тонкой настройки. Это рассматривалось в разделах 4 и 5. Релаксация тёмной энергии (37) была получена на примере энергообмена с жёсткой материей Зельдовича.

Описанный механизм неустойчивости вакуума де Ситтера по отношению к вакууму Минковского отличается от неустойчивости, рассмотренной Поляковым [110–113]. В нашем случае излучение вещества в среде де Ситтера происходит только в том случае, если состояние де Ситтера содержит "примесь", например, протон или атом водорода (раздел 3). Эта примесь нарушает симметрию де Ситтера и становится триггером для рождения материи.

Также следует отметить, что распад "космологической постоянной" не может быть получен в рамках классических уравнений Эйнштейна из-за теоремы Вайнберга о невозможности динамического обнуления космологической постоянной [114]. Данный процесс требует квантово-механического подхода, включающего квантовое туннелирование. В конденсированном состоянии это уравнение можно сравнить с классическим зависящим от времени уравнением Гинзбурга – Ландау для сверхтекучих жидкостей и сверхпроводников. Оно имеет очень узкую область применимости, и неравновесные процессы, такие как релаксация к равновесному состоянию, требуют подхода с использованием функции Грина (см. книгу Копнина [115]).

9. Константы Планка и безразмерная физика

9.1. Составные тетрады, возникающие вследствие нарушения относительной симметрии

Существуют различные сценарии возникновения гравитации из более фундаментальных полей, таких как квантовые фермионные поля. В частности, гравитацию можно построить, используя билинейные комбинации фермионных полей [41–47]:

$$\hat{E}_\mu^a = \frac{1}{2} (\Psi^\dagger \gamma^a \partial_\mu \Psi - \Psi^\dagger \overleftarrow{\partial}_\mu \gamma^a \Psi). \quad (71)$$

Исходное действие в этом сценарии не зависит от гравитационных полей (тетрад и метрики) и описывается исключительно в терминах дифференциальных форм:

$$S = \frac{1}{24} e^{z\beta\mu\nu} e_{abcd} \int d^4x \hat{E}_x^a \hat{E}_\beta^b \hat{E}_\mu^c \hat{E}_\nu^d. \quad (72)$$

Это действие, являющееся операторным аналогом космологического члена, обладает высокой симметрией. Оно симметрично относительно преобразований координат $x^\mu \rightarrow \tilde{x}^\mu(x)$ и, следовательно, также масштабно инвариантно. Кроме того, действие симметрично относительно поворотов спина или соответствующих калибровочных преобразований, когда спинная связность добавляется к градиентам.

Гравитационные тетрады e_μ^a возникают как вакуумные средние билинейной фермионной 1-формы $\hat{E}_\mu^a$ в результате спонтанного нарушения симметрии:

$$e_\mu^a = \langle \hat{E}_\mu^a \rangle. \quad (73)$$

Этот параметр порядка нарушает симметрию относительно как орбитальных, так и спиновых вращений, но остаётся инвариантным при комбинированных вращениях. На уровне лоренцевых симметрий схема нарушения симметрии имеет вид $L_L \times L_S \rightarrow L_J$. Здесь L_L — группа преобразований Лоренца в пространстве координат, L_S — группа преобразований Лоренца в пространстве спинов, а L_J — группа симметрии параметра порядка e_μ^a , инвариантная относительно комбинированных преобразований Лоренца L_J .

Похожий механизм нарушения симметрии при возникновении гравитации известен в физике конденсированного состояния, где эффективный гравитационный репер также возникает как билинейная фермионная 1-форма [40]. Такой сценарий реализуется в p -волновой спин-триплетной сверхтекучей жидкости ${}^3\text{He-B}$, где соответствующее нарушение относительной симметрии [116] происходит между спиновым и орбитальным вращениями, $\text{SO}(3)_L \times \text{SO}(3)_S \rightarrow \text{SO}(3)_J$. Это означает, что нарушена симметрия по отношению к относительным вращениям спиновых и орбитальных степеней свободы, в то время как свойства ${}^3\text{He-B}$ инвариантны относительно комбинированных вращений $\text{SO}(3)_J$ и, таким образом, остаются изотропными.

9.2. Размерная метрика и безразмерный интервал

В тетрадной гравитации метрическое поле представляет собой билинейную комбинацию тетрадных полей:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{ab} e_\mu^a e_\nu^b, \quad (74)$$

и, таким образом, в этом сценарии квантовой гравитации метрика представляет собой фермионный квартет. В принципе, сигнатура может описываться динамической переменной O_{ab} [117, 118], а η_{ab} может также выступать в качестве вакуумного среднего значения соответствующего фазового перехода, нарушающего симметрию, $\eta_{ab} = \langle O_{ab} \rangle$.

Важно, что в такой квантовой гравитации фермионные поля Ψ безразмерны [44] (мы обозначаем это как $[\Psi] = [1]$, т.е. Ψ имеет ту же нулевую размерность, что и числа). Таким образом, тетрады в уравнении (73) имеют размерности обратного времени и обратной длины, $[e_0^a] = 1/[t]$ и $[e_i^a] = 1/[L]$, тогда как элементы метрики в уравнении (74) имеют размерности $1/[t]^2$, $1/[L]^2$ и $1/[t][L]$.

Ввиду таких размерностей тетрад и метрики интервал безразмерен:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad [s^2] = [1]. \quad (75)$$

Это неудивительно: интервал инвариантен относительно диффеоморфизма, тогда как в данном подходе к квантовой гравитации все диффеоморфизм-инвариантные величины (такие как действие (72)) безразмерны [44].

9.3. Размерность калибровочного поля и массы

Рассмотрим простейшие примеры безразмерного действия. Действие, описывающее взаимодействие заряженной точечной частицы с калибровочным полем $U(1)$, имеет вид

$$S = q \int dx^\mu A_\mu. \quad (76)$$

Как и исходное действие (72), это действие не зависит от метрического поля и описывается исключительно в терминах дифференциальных форм, теперь уже в терминах 1-формы $U(1)$ калибровочного поля A_μ .

Поле $U(1)$ — геометрическая величина, получаемая из калибровки глобального поля $U(1)$. Поле A_μ получается из калибровки градиента фазового поля и, следовательно, имеет размерность градиента фазы, причём $[A_0] = 1/[t]$ и $[A_i] = 1/[L]$. Заряд q здесь безразмерен — это целочисленный (или дробный) геометрический заряд фермионного или бозонного поля. В случае электромагнитного $U(1)$ -поля q выражается через электрический заряд электрона, т.е. $q = -1$ для электрона и $q = +1$ для протона. В результате действие (76) естественным образом безразмерно, $[S] = [1]$.

Такое действие можно распространить на объекты более высоких размерностей, взаимодействующие с соответствующими калибровочными полями: струны $1+1$, взаимодействующие с калибровочным полем 2-формы, браны $2+1$, взаимодействующие с полем 3-формы, а также $3+1$ объекты, взаимодействующие с полем 4-формы.

Действие, описывающее классическую динамику точечной частицы, требует метрического поля, поскольку оно выражается через интервал:

$$S = M \int ds. \quad (77)$$

Поскольку и интервал ds , и действие S безразмерны, из уравнения (77) следует, что масса частицы M также безразмерна: $[M] = [S] = [s] = [L]^0 = [t]^0 = [1]$.

Обратите внимание, что здесь мы обсуждаем пространственные и временные размерности физических величин. В квантовых теориях поля также используется размерность массы, которая будет обсуждаться в разделе 9.5.

9.4. Две постоянные Планка

Рассмотрим квадратичные члены в действии для классического скалярного поля Φ :

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} (g^{\mu\nu} \nabla_\mu \Phi^* \nabla_\nu \Phi + M^2 |\Phi|^2). \quad (78)$$

Сравнивая градиентный член и член, описывающий массу, и используя размерность метрики, снова получаем, что масса M безразмерна, $[M] = [1]$. Тогда, поскольку действие S и элемент объёма $d^4x \sqrt{-g}$ безразмерны, то скалярное поле также безразмерно, $[\Phi]^2 = [M] = [S] = [1]$.

Используя компоненты Фурье, получаем спектр волн:

$$g^{\mu\nu} k_\mu k_\nu + M^2 = 0, \quad (79)$$

где $k_0 = \omega$ — частота моды, а $\mathbf{k}$ — волновой вектор. В пространстве–времени Минковского получаем

$$E^2 = M^2 + \mathbf{p}^2 c^2, \quad (80)$$

где энергия и импульс частиц равны

$$E = \sqrt{-g^{00}} \omega, \quad (81)$$

$$cp_x = \sqrt{g^{xx}} k_x, \quad cp_y = \sqrt{g^{yy}} k_y, \quad cp_z = \sqrt{g^{zz}} k_z. \quad (82)$$

Это показывает, что элементы метрики Минковского играют роль постоянных Планка $\hbar$ и $\hbar \equiv \hbar c$, связывающих энергию и импульс частиц с частотой и волновым вектором. Последнее предполагает, что между постоянными Планка и метрикой Минковского существуют следующие соотношения:

$$-g_{\text{Mink}}^{00} \equiv \hbar^2, \quad g_{\text{Mink}}^{ik} \equiv \hbar^2 \delta^{ik}. \quad (83)$$

Обе постоянные Планка, с чертой $\hbar$ и с косой чертой $\hbar$, являются элементами метрики и тетрады в вакууме Минковского. Постоянная $\hbar$ представляет собой временную компоненту обратной тетрады и имеет размерность времени, $[\hbar] = [t]$, а $\hbar$ входит в пространственные компоненты тетрады и имеет размерность длины, $[\hbar] = [L]$. Наличие постоянных Планка в метрических элементах показывает, что метрическое поле описывает динамику квантового вакуума, а не геометрию пространства–времени. Это естественно, поскольку само пространство–время с его метрикой возникает из динамики квантовых полей. Скорость света как элемент геометрии возникает как отношение двух постоянных Планка:

$$c^2 = \frac{\hbar^2}{\hbar^2}. \quad (84)$$

В принципе, постоянных Планка может быть больше двух. Например, в работе [119] были введены две постоянные Планка $\hbar$ и $\hbar_g$ для материи и гравитации соответственно (см. также [120]). Это говорит о том, что гравитация будет более классической, чем материя, если $\hbar_g \ll \hbar$. Добавив компоненту $\hbar_g$, получаем четыре различные постоянные Планка: $\hbar$, $\hbar$, $\hbar_g$ и $\hbar_g$. Тогда, в принципе, могут быть две скорости света: $c = \hbar/\hbar$ и $c_g = \hbar_g/\hbar_g$, хотя $c_g = c$ более естественно.

9.5. Константы Планка не входят в диффеоморфизм-инвариантные выражения

Диффеоморфизм-инвариантные величины безразмерны. К ним относятся действие S (пример в уравнении (72)), скалярная кривизна $\mathcal{R}$, скалярное поле Φ , волновая функция ψ , массы M , космологическая постоянная Λ , гравитационное взаимодействие K и т.д. [121, 122]. Здесь термин "безразмерный" означает отсутствие пространственных или временных измерений. Однако эти безразмерные величины могут иметь ненулевую размерность массы $[M]$. Например, действие имеет нулевую массовую

размерность, массовая размерность кривизны равна -2 , т.е. $[\mathcal{R}] = [M]^{-2}$, массовая размерность гравитационного взаимодействия равна 2, т.е. $[K] = [M]^2$, космологическая постоянная Λ имеет массовую размерность 4.

Поскольку M безразмерна в пространстве–времени, из уравнения $M = \hbar\omega$ следует, что постоянная Планка $\hbar$ имеет размерность времени, $[\hbar] = [t]$, а постоянная Планка $\hbar$ имеет размерность длины, $[\hbar] = [L]$. Поскольку данные "константы" не являются инвариантными относительно диффеоморфизма, они не могут входить в выражения, инвариантные относительно диффеоморфизма. Примером служит исходное действие (72), которое не содержит постоянных Планка $\hbar$ и $\hbar$. Это свойство любого действия, записанного в диффеоморфизм-инвариантной форме. Рассмотрим несколько примеров, когда постоянные Планка удаляются из выражений, записанных в диффеоморфизм-инвариантной форме.

Гравитационный потенциал должен быть выражен через энергии покоя $M = mc^2$ вместо масс m . Таким образом, постоянная Ньютона должна быть преобразована:

$$U(r) = -\bar{G} \frac{M_1 M_2}{r}, \quad \bar{G} = \frac{G}{c^4}. \quad (85)$$

Поскольку потенциал U имеет размерность массы M и, следовательно, является безразмерным относительно пространства–времени, получаем, что $\bar{G}$ имеет ту же размерность длины, что и $\hbar$, т.е. $[\bar{G}] = [\hbar] = [L]$. Это показывает, что $\bar{G}$ и $\hbar$ не являются диффеоморфно-инвариантными и, следовательно, не могут быть фундаментальными константами. В гравитационном действии они компенсируют друг друга:

$$S = K \int d^4x \sqrt{-g} \mathcal{R}, \quad K = \frac{1}{16\pi} \frac{\hbar}{\bar{G}} \equiv \frac{M_P^2}{2}. \quad (86)$$

Как мы уже упоминали, гравитационное действие K и кривизна $\mathcal{R}$ безразмерны в пространстве–времени, но имеют размерность массы 2 и -2 соответственно. Поэтому, хотя $\hbar$ и $\bar{G}$ имеют одинаковую размерность пространства–времени, их отношение имеет размерность массы 2. Длина приведённой постоянной Планка $\hbar$ и приведённая длина Планка $l_P = \hbar/M_P$ совпадают, если принять приведённую массу Планка M_P за единицу массы.

Другим примером является уравнение (6) для электронных уровней в атоме водорода, которое можно записать в общепринятом виде или через безразмерные величины. В традиционном виде:

$$E_n = \frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (87)$$

В безразмерном виде эти уровни можно рассматривать с точки зрения отрицательных поправок к энергии покоя электрона:

$$\frac{\Delta M_e}{M_e} = -\frac{\alpha^2}{2n^2}. \quad (88)$$

В уравнении (88) полностью безразмерный параметр α (постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar$) связывает безразмерные величины пространства–времени: энергию покоя электрона M_e и её поправку ΔM_e .

Традиционное описание в уравнении (87) отражает исторический процесс развития физических идей. Здесь безразмерные величины разлагаются на размерные, такие как электрический заряд e , скорость света c , постоянная Ньютона G , постоянная Планка $\hbar$, масса m , параметр Хаббла H и т.д.

9.6. Состояние де Ситтера как ансамбль планковских "атомов"

В принципе, некоторые безразмерные параметры могут быть квантованы. Числа симметрии и топологические заряды, безусловно, квантуются. Другим возможным примером является энтропия чёрной дыры или энтропия объёма Хаббла, которые связаны с горизонтами событий.

Энергия объёма Хаббла получается путём умножения плотности энергии в уравнении (14) на объём V_H . Его можно записать через безразмерные пространственно-временные переменные, массу Планка M_P и температуру де Ситтера $T = \hbar H/\pi$:

$$E_H = \epsilon_{\text{vac}} V_H = \frac{1}{2\hbar H} \frac{\hbar}{G} = \frac{4M_P}{T} M_P \equiv N M_P. \quad (89)$$

В данном уравнении энергия представлена в виде N "атомов состояния де Ситтера" с массами Планка M_P . В таком представлении безразмерная энтропия объёма Хаббла в уравнении (16) квантуется:

$$S_H = \frac{A}{4\hbar G} = \frac{\pi}{(\hbar H)^2} \frac{\hbar}{G} = 8 \frac{M_P^2}{T^2} = \frac{1}{2} N^2. \quad (90)$$

Это приводит к квантованию космологической постоянной [74].

Энтропия объёма Хаббла эквивалентна энтропии космологического горизонта. Квантование энтропии горизонта рассматривается во многих теориях. В подходе Бекенштейна [123–129] энтропия является аддитивским инвариантом, спектр которого равномерно распределён, что приводит к линейному закону $S_H = aN$. Здесь a — безразмерный параметр, значение которого зависит от микроскопической теории. Квантование, инспирированное теорией струн [130, 131], даёт правило квадратного корня: $S = 2\pi(\sqrt{N_1} \pm \sqrt{N_2})$. Обратите внимание, что уравнение (90) применимо к энтропии объёма Хаббла, тогда как в общем случае энтропия состояния де Ситтера является экстенсивной (см. раздел 6.5).

9.7. Чёрная дыра как ансамбль "атомов" Планка

Ансамбль N "атомов" Планка в уравнении (89) аналогичен ансамблю N чёрных дыр планковского размера внутри горизонта чёрной дыры [74, 79], где энтропия также пропорциональна N^2 при больших N :

$$S(N) = \frac{N(N-1)}{2}. \quad (91)$$

Вероятность процесса квантового туннелирования испускания кванта чёрной дыры ($N=1$ и $S(N=1)=0$), с одной стороны, аналогична уравнению (40) для процесса квантового туннелирования вихревого инстантона, а с другой стороны, удовлетворяет уравнению (45) для квантового туннелирования как случайной флук-

туации:

$$\begin{aligned} w &\sim \exp(S(N-1) - S(N)) = \exp(-(N-1)) = \\ &= \exp\left(-\frac{m_P}{T_H} \left(1 - \frac{m_P}{M}\right)\right). \end{aligned} \quad (92)$$

Поправка к интенсивности излучения Хокинга соответствует эффекту обратной реакции в процессе излучения, рассмотренному Парихом и Вильчеком [18].

Энтропия чёрной дыры неэкстенсивна и, следовательно, требует обобщённой статистики.

При больших N энтропия в уравнении (91) удовлетворяет правилу композиции энтропии Цаллиса – Чирто $\delta = 2$ для ансамблей с N_1 и N_2 квантами:

$$\sqrt{S_{\delta=2}(N_1 + N_2)} = \sqrt{S_{\delta=2}(N_1)} + \sqrt{S_{\delta=2}(N_2)}, \quad (93)$$

что воспроизводит уравнение (47). В редких квантовых флуктуационных процессах, приводящих к фрагментации чёрных дыр, $N = N_1 + N_2$, энтропия резко уменьшается. Затем энтропия непрерывно растёт в процессе дальнейшей рекомбинации чёрных дыр, $N_1 + N_2 \rightarrow N$, достигая максимального значения при заданном N . В данном описании чёрная дыра — это не квантовое состояние, а диссипативный процесс, в котором непрерывная эволюция чередуется со случайными квантовыми скачками (см., например, ссылки [132, 133]).

Было бы интересно рассмотреть аналоги таких процессов и возможную неэкстенсивную статистику в сверхтекучих жидкостях. Одним из направлений является рассмотрение энтропии, связанной с вихревым инстантоном в уравнении (40), которое описывает рождение вихрей в движущемся сверхтекучем ^4He . В тороидальной геометрии такой инстантон изменяет топологический заряд потока — число квантов циркуляции. Предположим, что уравнение (40) связано с энтропией текущего "вакуума", и сравним её с энтропией чёрной дыры. Для этого введём соответствующую массу M для энергии создаваемой вихревой петли, и соответствующую планковскую массу M_P , обратную межатомному расстоянию. Тогда получим, что энтропия, соответствующая уравнению (40), равна $S \propto M^3/M_P^3$. Полученная энтропия имеет большую неэкстенсивность, чем энтропия чёрной дыры $S \propto M^2/M_P^2$, и соответствует энтропии Цаллиса – Чирто с $\delta = 3$. Соответствующая эффективная температура, характеризующая "течение вакуума" со скоростью v_s , равна $T = dM/dS \propto m_4 v_s^2$, где m_4 — масса атома гелия.

Другое возможное направление — рассмотрение квантового туннельного процесса разделения капли сверхтекучей жидкости на более мелкие капли с уменьшением общей энтропии. В частности, благодаря поверхностной энергии капель возможно разделение капли с ненулевой температурой и, следовательно, с ненулевой энтропией на более мелкие части с нулевой температурой и нулевой энтропией.

9.8. Акустические константы Планка

Возвращаясь к двухжидкостной гидродинамике, рассмотрим квазичастицы в бозе-сверхтекучем ^4He . Течение жидкости обеспечивает акустическую гравитацию для "релятивистских" квазичастиц — фононов. Эффективная акустическая метрика и, следовательно, акустические постоянные Планка, $\hbar_{\text{ac}}$ и $\hbar_{\text{ac}}$, могут быть выражены через параметры этой жидкости.

Если в качестве переменной в сверхтекучей гидродинамике выбрана фаза Φ бозе-конденсата, которая безразмерна, то действие для фононов, распространяющихся в движущейся жидкости, равно [33, 134]

$$S_{\text{ph}} = \frac{m_4}{2\hbar} \int d^3x dt n \left((\nabla\Phi)^2 - \frac{1}{s^2} (\dot{\Phi} - \mathbf{v}\nabla\Phi)^2 \right) = \frac{1}{2} \int d^4x \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \nabla_\mu \Phi \nabla_\nu \Phi. \quad (94)$$

Здесь $n = 1/a^3$ — плотность бозонных частиц (атомов ^4He , играющих роль "атомов вакуума"); a — межатомное расстояние, играющее роль планковской длины; m_4 — масса атома гелия; s — скорость звука, играющая роль скорости света; $\mathbf{v}$ — сверхтекучая скорость (скорость "сверхтекучего вакуума"). Это функция сдвига в подходе Арновитта – Дезера – Мизнера (АДМ).

Наконец, $\hbar$ здесь — это обычная постоянная Планка, описывающая микроскопическую физику. Все параметры рассматриваются в обычных единицах, т.е. без применения безразмерной физики. Безразмерная физика возникает для фононов, и именно поэтому мы ввели действие фонона S_{ph} как действие, делённое на $\hbar$.

Соответствующий акустический интервал равен

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \frac{\hbar n}{m_4 s} [-s^2 dt^2 + (d\mathbf{r} - \mathbf{v} dt)^2]. \quad (95)$$

Аналог метрики Минковского соответствует нулевому значению функции сдвига, $\mathbf{v} = 0$, и, следовательно, $g^{0i} = 0$. Тогда эффективная акустическая метрика Минковского, действующая на распространяющиеся фононы, равна:

$$g_{00} = \frac{\hbar n s}{m_4}, \quad g_{ik} = \frac{\hbar n}{m_4 s} \delta_{ik}, \quad \sqrt{-g} = \frac{\hbar^2 n^2}{m_4^2 s}, \quad (96)$$

с размерностями

$$[g_{00}] = \frac{1}{[t]^2}, \quad [g_{ik}] = \frac{1}{[L]^2}, \quad [\sqrt{-g}] = \frac{1}{[t][L]^3}. \quad (97)$$

Акустический интервал (95) безразмерен, $[ds] = 1$. Это показывает, что интервал ds описывает динамику фононов в сверхтекучем "вакууме", а не расстояния и временные интервалы. То же самое справедливо и для интервала в общей теории относительности, где он описывает динамику точечной частицы в релятивистском квантовом вакууме.

Квантовая механика фононов показывает, что её можно описать эффективными акустическими постоянными Планка $\hbar_{\text{ac}}$ и $\hbar_{\text{ac}}$:

$$\hbar_{\text{ac}}^2 = g^{00} = \frac{m_4}{\hbar n s}, \quad \hbar_{\text{ac}}^2 = \hbar_{\text{ac}}^2 s^2 = \frac{m_4 s}{\hbar n}. \quad (98)$$

Основное состояние сверхтекучего ^4He представляет собой сильно взаимодействующий и сильнокоррелированный "квантовый вакуум". Два масштаба масс Планка $m_4 s^2$ и $\hbar s/a$ имеют одинаковый порядок. Вот почему в этом аналоге квантового вакуума акустическая постоянная Планка $\hbar_{\text{ac}} \sim a$, т.е. величина эффективной постоянной Планка имеет порядок эффективной планковской длины (межатомного расстояния).

9.9. Фазовая граница между вселенными с разными $\hbar$

Так называемый принцип множественных критических точек [135] предполагает, что квантовые вакуумы вырождены, и, следовательно, существует граница фазового перехода первого рода между нашей Вселенной и Вселенной с существенно иными свойствами [136]. Если это так, то не исключено, что две соседние вселенные могут иметь разную метрику Минковского и, следовательно, разные значения параметров Планка $\hbar$ и $\hbar$. Если между такими вселенными существует тепловой контакт, то при тепловом равновесии для температур и постоянных Планка будет иметь место следующее условие:

$$\frac{T_1}{\hbar_1} = \frac{T_2}{\hbar_2}. \quad (99)$$

Согласно уравнению (83), связывающему метрику Минковского и постоянные Планка, уравнение (99) является частным случаем соотношения Толмена – Эренфеста: $T(\mathbf{r})\sqrt{g_{00}(\mathbf{r})} = \text{const}$.

Если между этими двумя вакуумами происходит обмен частицами, то для химических потенциалов справедлив аналогичный закон Толмена:

$$\frac{\mu_1}{\hbar_1} = \frac{\mu_2}{\hbar_2}. \quad (100)$$

Обратите внимание, что химический потенциал безразмерен в пространстве – времени, в то время как $\hbar$ имеет размерность времени. Тогда величина $\mu/\hbar$ имеет размерность частоты. Это означает, что в состоянии равновесия при пересечении фазовой границы остаётся неизменной частота, но не температура или химический потенциал. Если два вакуума сверхтекучи, то переменный эффект Джозефсона между ними определяется разностью частот:

$$\omega = \left| \frac{\mu_1}{\hbar_1} - \frac{\mu_2}{\hbar_2} \right|. \quad (101)$$

При $\hbar_1 = \hbar_2$ данное уравнение описывает обычный нестационарный эффект Джозефсона в сверхтекучих жидкостях.

Другой интересный вопрос: что происходит, когда $e_\mu^a \rightarrow 0$, т.е. мы приближаемся к критической точке, в которой интервал ds становится тождественно равным нулю, и, таким образом, пространство – время исчезает? Согласно уравнению (83), в этом пределе обе постоянные Планка стремятся к бесконечности, $\hbar \rightarrow \infty$ и $\hbar \rightarrow \infty$, что демонстрирует квантовые корреляции между точками, разделёнными произвольно большими расстояниями. Однако могут существовать различные предельные случаи, соответствующие различным соотношениям между $\hbar$, $\hbar$ и G в кубе Бронштейна $cG\hbar$ [137, 138] (см. работу [139] и ссылки в ней).

10. Обсуждение

Показано, что Вселенную де Ситтера можно представить в виде двух тёмных компонент в уравнениях (26) – (29). Это тёмная энергия (энергия вакуума) и "гравитационная тёмная материя", которая возникает из гравитационных степеней свободы. Парциальные давления двух компонент компенсируют друг друга в равновесном состоянии

де Ситтера. В таком представлении гравитационная тёмная материя отвечает за термодинамику состояния де Ситтера, которая характеризуется локальной температурой $T = \hbar H/\pi$ и подобна термодинамике жёсткой материи Зельдовича. Напомним, что локальная температура состояния де Ситтера в два раза превышает температуру Гиббонса–Хокинга, связанную с космологическим горизонтом, и поведение жёсткой компоненты тёмной материи является следствием данного значения локальной температуры.

Мы попытались распространить этот двухжидкостный подход на динамику Вселенной, предполагая, что в динамике компонента тёмной материи также эквивалентна жёсткой материи Зельдовича. Затем мы получили степенную релаксацию обеих тёмных компонент: компоненты тёмной материи в уравнении (38) и компоненты тёмной энергии в уравнении (37). В то время как состояние сразу после Большого взрыва может иметь плотность энергии порядка планковского масштаба $\epsilon \sim M_{\text{P}}^4$, энергии обеих компонент приобретают правильный порядок величины в настоящее время, $\epsilon \sim 10^{-120} M_{\text{P}}^4$, что открывает возможный путь к решению проблемы совпадений. Обе компоненты в конечном итоге спадают до нуля при $t \rightarrow \infty$ на пути к полному равновесному аттрактору — квантовому вакууму Минковского.

В модели с жёсткой материей получен разумный закон релаксации (37) для тёмной энергии. Возникает вопрос: каково может быть физическое происхождение этой жёсткой материи и как она связана с гравитационной жёсткой материей, обсуждаемой в разделе 4? В принципе, жёсткая материя может происходить именно из гравитационной тёмной материи, и модифицированные уравнения отражают микроскопическую физику, которая поддерживает как термодинамику, так и динамику де Ситтера. Тогда остаётся открытым вопрос о том, как описать соответствующие степени свободы, приводящие к рассматриваемой термодинамике и динамике.

Одна из возможностей — ввести собственную вакуумную переменную, описывающую квантовый вакуум и его плотность энергии. Рабочим примером такой переменной является поле 4-формы Хокинга [61]. Эта переменная использовалась, в частности, в так называемой q -теории [56, 140]. Однако предлагаемая форма q -теории приводит к появлению холодной тёмной материи вместо жёсткой [63]. Аналог холодной материи создаётся быстрыми осцилляциями q -поля. Данный механизм q -теории также даёт требуемый степенной закон убывания тёмной энергии, аналогичный тому, что представлен в уравнении (37). Однако такая релаксация к вакууму Минковского происходит только при правильном выборе значения соответствующего аналога химического потенциала, представляющем собой своего рода тонкую настройку, в то время как динамика двух жидкостей не требует тонкой настройки.

Чтобы избежать тонкой настройки, необходимо включить взаимодействие с обычной материей. Поскольку вакуум де Ситтера представляет собой термостат для материи, разложение де Ситтера неустойчиво по отношению к тепловому излучению материи. Материя нарушает симметрию де Ситтера и способствует релаксации состояния де Ситтера к вакууму Минковского. Это аналог трёхжидкостной гидродинамики, описывающей тёмную энергию, тёмную материю и обычную материю.

Мы также рассмотрели термодинамику чёрной дыры, которая может быть получена с помощью макроскопических процессов квантового туннелирования при разделении чёрной дыры на более мелкие. Фактически это ещё один способ вывода энтропии Бекенштейна–Хокинга для чёрной дыры. Показано, что статистический ансамбль, описывающий чёрную дыру, описывается неэкстенсивной энтропией Цаллиса–Чирто с $\delta = 2$.

С другой стороны, энтропия состояния де Ситтера экстенсивна, т.е. для произвольного объёма V состояния де Ситтера энтропия пропорциональна объёму, $S(V) = sV$, где s — плотность энтропии. Однако интегрирование плотности энтропии по объёму Хаббла демонстрирует голографическую связь между энтропией объёма Хаббла и поверхностной энтропией Гиббонса–Хокинга космологического горизонта, $S(V_{\text{H}}) = sV_{\text{H}} = A/4G$.

Список литературы

1. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **118** 5 (2023); *JETP Lett.* **118** 8 (2023); arXiv:2304.09847
2. Volovik G E *Symmetry* **16** 763 (2024)
3. Arkani-Hamed N, Maldacena J, arXiv:1503.08043
4. Reece M, Wang L-T, Xianyu Z-Z *Phys. Rev. D* **107** L101304 (2023)
5. Maxfield H, Zahraee Z J. *High Energy Phys.* **2022** 93 (2022)
6. Gibbons G W, Hawking S W *Phys. Rev. D* **15** 2738 (1977)
7. 't Hooft G *Universe* **8** 537 (2022)
8. 't Hooft G *J. Phys. Conf. Ser.* **2533** 012015 (2023)
9. 't Hooft G, in *The Black Hole Information Paradox. A Fifty-Year Journey* (Springer Ser. in Astrophysics and Cosmology, Eds A Akil, C Bambi) (Singapore: Springer, 2025) p. 81, DOI:10.1007/978-981-96-6170-1_4; arXiv:2410.16891
10. Hughes J C M, Kusmartsev F V *Письма в ЖЭТФ* **122** 199 (2025); *JETP Lett.* **122** 208 (2025); arXiv:2505.05814
11. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **122** 430 (2025); *JETP Lett.* **122** (7) (2025) в печати; arXiv:2505.20194
12. Халатников И М *Теория сверхтекучести* (М.: Наука, 1971)
13. Unruh W G *Phys. Rev. Lett.* **46** 1351 (1981)
14. Hamilton A J S, Lisle J P *Am. J. Phys.* **76** 519 (2008); gr-qc/0411060
15. Painlevé P C. R. *Acad. Sci. Paris* **173** 677 (1921)
16. Gullstrand A *Arkiv. Mat. Astron. Fys.* **16** (8) 1 (1922)
17. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **69** 662 (1999); *JETP Lett.* **69** 705 (1999); gr-qc/9901077
18. Parikh M K, Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **85** 5042 (2000)
19. Srinivasan K, Padmanabhan T *Phys. Rev. D* **60** 024007 (1999)
20. Bilby B A, Smith E *Proc. R. Soc. London A* **231** 263 (1955); *Proc. R. Soc. London A* **236** 481 (1956)
21. Kröner E *Arch. Rational Mech. Anal.* **4** 18 (1960)
22. Dzyaloshinskii I E, Volovick G E *Ann. Physics* **125** 67 (1980)
23. Kleinert H, Zaanen J *Phys. Lett. A* **324** 361 (2004)
24. Vozmediano M A H, Katsnelson M I, Guinea F *Phys. Rep.* **496** 109 (2010)
25. de Juan F, Cortijo A, Vozmediano M A H *Nucl. Phys. B* **828** 625 (2010)
26. Mesaros A, Sadri D, Zaanen J *Phys. Rev. B* **82** 073405 (2010)
27. Абрикосов А А, Бенеславский С Д *ЖЭТФ* **59** 1280 (1970); Abrikosov A A, Beneslavskii S D *Sov. Phys. JETP* **32** 699 (1971)
28. Abrikosov A A *J. Low Temp. Phys.* **5** 141 (1971)
29. Abrikosov A A *Phys. Rev. B* **58** 2788 (1998)
30. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **104** 660 (2016); *JETP Lett.* **104** 645 (2016)
31. Kedem Y, Bergholtz E J, Wilczek F *Phys. Rev. Research* **2** 043285 (2020); arXiv:2001.02625
32. Yang J et al. *J. High Energ. Phys.* **2025** 226 (2025)
33. Volovik G E *The Universe in a Helium Droplet* (Oxford: Clarendon Press, 2003)

34. Воловик Г Е *Письма в ЖЭТФ* **46** 81 (1987); Volovik G E *JETP Lett.* **46** 98 (1987)
35. Nissinen J, Volovik G E *ЖЭТФ* **154** 1051 (2018); *J. Exp. Theor. Phys.* **127** 948 (2018); arXiv:1803.09234
36. Nissinen J, Volovik G E *Phys. Rev. Research* **1** 023007 (2019); arXiv:1812.03175
37. Nissinen J, Heikkilä T T, Volovik G E *Phys. Rev. B* **103** 245115 (2021); arXiv:2008.02158
38. Nissinen J *Ann. Physics* **447** 169139 (2022)
39. Klinkhamer F R, Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **109** 369 (2019); *JETP Lett.* **109** 364 (2019); arXiv:1812.07046
40. Volovik G E *Physica B* **162** 222 (1990)
41. Akama K *Prog. Theor. Phys.* **60** 1900 (1978)
42. Diakonov D, arXiv:1109.0091
43. Vladimirov A A, Diakonov D *ЭЧАЯ* **45** 1439 (2014); *Phys. Part. Nucl.* **45** 800 (2014)
44. Vladimirov A A, Diakonov D *Phys. Rev. D* **86** 104019 (2012)
45. Obukhov Yu N, Hehl F W *Phys. Lett. B* **713** 321 (2012)
46. Maiezza A, Nesti F *Eur. Phys. J. C* **82** 491 (2022)
47. Maitiniyazi Y et al. *Phys. Rev. D* **111** 046002 (2025)
48. Volovik G E, arXiv:2411.01892
49. Padmanabhan T *Rep. Prog. Phys.* **73** 046901 (2010); arXiv:0911.5004
50. Guha S, arXiv:2306.04172
51. Ong Y C *Gen. Relativ. Gravit.* **54** 132 (2022)
52. Susskind L *Universe* **7** 464 (2021)
53. Bobev N et al. *Phys. Rev. X* **13** 041056 (2023) DOI:10.1103/PhysRevX.13.041056
54. Aguilar-Gutierrez S E, Baiguera S, Zenoni N *J. High Energy Phys.* **2024** 201 (2024); arXiv:2402.01357
55. Shallue C J, Carroll S M, arXiv:2501.06609
56. Klinkhamer F R, Volovik G E *Phys. Rev. D* **78** 063528 (2008); arXiv:0806.2805
57. Volovik G E *ЖЭТФ* **162** 449 (2022); *J. Exp. Theor. Phys.* **135** 388 (2022); arXiv:2108.00419
58. Volovik G *Universe* **6** 133 (2020); arXiv:2003.10331
59. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **41** 1609 (1961); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **14** 1143 (1962)
60. Volovik G E, arXiv:2410.10549
61. Hawking S W *Phys. Lett. B* **134** 403 (1984)
62. Volovik G E, in *Analogue Spacetimes: The First Thirty Years. Proc. II Amazonian Symp. on Physics — Analogue Models of Gravity: 30 Years Celebration of the Publication of Bill Unruh's paper "Experimental Black-Hole Evaporation"* (Eds V Cardoso, L C B Crispino, S Liberati, E S de Oliveira, M Visser) (Sao Paulo: Editora Livraria da Fisica, 2013) p. 263; arXiv:1111.1155
63. Klinkhamer F R, Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **105** 62 (2017); *JETP Lett.* **105** 74 (2017); arXiv:1612.02326
64. Лифшиц И М, Кagan Ю *ЖЭТФ* **62** 385 (1972); Lifshitz I M, Kagan Yu *Sov. Phys. JETP* **35** 206 (1972)
65. Иорданский С В, Финкельштейн А М *ЖЭТФ* **62** 403 (1972); Iordanskii S V, Finkel'shtein A M *Sov. Phys. JETP* **35** 215 (1972)
66. Воловик Г Е *Письма в ЖЭТФ* **15** 116 (1972); Volovik G E *JETP Lett.* **15** 81 (1972)
67. Iordanskii S V, Finkelshtein A M *J. Low Temp. Phys.* **10** 423 (1973)
68. Иорданский С В, Рашба Е И *ЖЭТФ* **74** 1872 (1978); Iordanskii S V, Rashba E I *Sov. Phys. JETP* **47** 975 (1978)
69. Rasetti M, Regge T *Physica A* **80** 217 (1975)
70. Polyakov A M *Phys. Lett. B* **103** 207 (1981)
71. Blatter G et al. *Rev. Mod. Phys.* **66** 1125 (1994)
72. Keski-Vakkuri E, Kraus P *Nucl. Phys. B* **491** 249 (1997)
73. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Наука, 1976); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* Vol. 1 (Amsterdam: Elsevier, 1980) DOI:10.1016/C2009-0-24487-4
74. Volovik G E, arXiv:2506.13145; *ЖЭТФ* (2025) в печати; *J. Exp. Theor. Phys.* (2025) в печати
75. Hawking S W, Horowitz G T *Phys. Rev. D* **51** 4302 (1995)
76. Hawking S W, Moss I L *Phys. Lett. B* **110** 35 (1982)
77. Saito D, Oshita N *J. High Energy Phys.* **2025** 187 (2025); arXiv:2409.03978
78. Robledo A, Velarde C *Entropy* **24** 1761 (2022)
79. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **121** 260 (2025); *JETP Lett.* **121** 243 (2025); arXiv:2409.15362
80. Weinberg S *Phys. Rev. A* **90** 042102 (2014)
81. Kane J W, Kadanoff L P *Phys. Rev.* **155** 80 (1967)
82. Березинский В Л *ЖЭТФ* **61** 1144 (1972); Berezinskii V L *Sov. Phys. JETP* **34** 610 (1972)
83. Elizalde E, Nojiri S, Odintsov S D *Universe* **11** (2) 60 (2025); arXiv:2502.05801
84. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **93** 69 (2011); *JETP Lett.* **93** 66 (2011); arXiv:1011.4665
85. Henheik J, Poudyal B, Tumulka R, arXiv:2409.00677; *Adv. Theor. Math. Phys.* (2025) в печати
86. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **90** 3 (2009); *JETP Lett.* **90** 1 (2009); arXiv:0905.4639
87. Akhmedov E T, Akhmedova V, Singleton D *Phys. Lett. B* **642** 124 (2006)
88. Akhmedov E T et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **22** 1705 (2007)
89. Akhmedov E T, Pilling T, Singleton D *Int. J. Mod. Phys. D* **17** 2453 (2008)
90. Akhmedova V et al. *Phys. Lett. B* **666** 269 (2008)
91. Akhmedova V et al. *Phys. Lett. B* **673** 227 (2009)
92. de Gill A et al. *Am. J. Phys.* **78** 685 (2010)
93. Schwinger J *Phys. Rev.* **82** 664 (1951)
94. Schwinger J *Phys. Rev.* **93** 615 (1954)
95. Unruh W G *Phys. Rev. D* **14** 870 (1976)
96. Parentani R, Massar S *Phys. Rev. D* **55** 3603 (1997)
97. Kharzeev D, Tuchin K *Nucl. Phys. A* **753** 316 (2005)
98. Sudhir V, Stritzelberger N, Kempf A *Phys. Rev. D* **103** 105023 (2021)
99. Teslyk M, Bravina L, Bravina E *Particles* **5** 157 (2022)
100. Reznik B *Phys. Rev. D* **57** 2403 (1998)
101. Casadio R, Venturi G *Phys. Lett. A* **252** 109 (1999)
102. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **118** 546 (2023); *JETP Lett.* **118** 531 (2023); arXiv:2307.14370
103. Klinkhamer F R, Volovik G E *Phys. Rev. D* **77** 085015 (2008)
104. Klinkhamer F R, Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **88** 339 (2008); *JETP Lett.* **88** 289 (2008); arXiv:0807.3896
105. Duff M *Phys. Lett. B* **226** 36 (1989); Wu Z C *Phys. Lett. B* **659** 891 (2008)
106. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **77** 769 (2003); *JETP Lett.* **77** 639 (2003); gr-qc/0304103
107. Starobinsky A A, Yokoyama J *Phys. Rev. D* **50** 6357 (1994)
108. Kofman L, Linde A, Starobinsky A A *Phys. Rev. D* **56** 3258 (1997)
109. Kamenshchik A Yu et al. *Eur. Phys. J. C* **78** 200 (2018)
110. Polyakov A M *Nucl. Phys. B* **797** 199 (2008)
111. Polyakov A M *Nucl. Phys. B* **834** 316 (2010)
112. Krotov D, Polyakov A M *Nucl. Phys. B* **849** 410 (2011)
113. Pimentel G L, Polyakov A M, Tarnopolsky G M *Rev. Math. Phys.* **30** 1840013 (2018); arXiv:1803.09168
114. Weinberg S *Rev. Mod. Phys.* **61** 1 (1989)
115. Kopnin N *Theory of Nonequilibrium Superconductivity* (Oxford: Clarendon Press, 2009)
116. Leggett A J *J. Phys. C* **6** 3187 (1973)
117. Bondarenko S, Zubkov M A *Письма в ЖЭТФ* **116** 60 (2022); *JETP Lett.* **116** 54 (2022)
118. Bondarenko S *Universe* **8** 497 (2022)
119. Terno D R, arXiv:2412.18213
120. Caro J, Salcedo L L *Phys. Rev. A* **60** 842 (1999)
121. Volovik G E *ЖЭТФ* **159** 815 (2021); *J. Exp. Theor. Phys.* **132** 727 (2021); arXiv:2006.16821
122. Volovik G E *ЖЭТФ* **162** 680 (2022); *J. Exp. Theor. Phys.* **135** 663 (2022); arXiv:2207.05754
123. Bekenstein J D *Lett. Nuovo Cimento* **11** 467 (1974)

124. Муханов В Ф *Письма в ЖЭТФ* **44** 50 (1986); Mukhanov V F *JETP Lett.* **44** 63 (1986)
125. Kastrup H A *Phys. Lett. B* **413** 267 (1997)
126. Khriplovich I B *Ядерная физика* **71** 695 (2008); *Phys. Atom. Nucl.* **71** 671 (2008); gr-qc/0506082
127. Dvali G, Gomez C *Fortschr. Phys.* **59** 579 (2011)
128. Kiefer C J. *Phys. Conf. Ser.* **1612** 012017 (2020)
129. Bagchi B, Ghosh A, Sen S *Gen. Relativ. Gravit.* **56** 108 (2024); arXiv:2408.02077
130. Cvetič M, Gibbons G W, Pope C N *Phys. Rev. Lett.* **106** 121301 (2011)
131. Visser M J. *High Energy Phys.* **2012** 23 (2012)
132. Cohen-Tannoudji C, Zambon B, Arimondo E J. *Opt. Soc. Am. B* **10** 2107 (1993)
133. Fröhlich J, Gang Z, Pizzo A *Commun. Math. Phys.* **406** 195 (2025); arXiv:2404.10460
134. Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **117** 556 (2023); *JETP Lett.* **117** 551 (2023); arXiv:2302.08894
135. Bennett D L, Nielsen H B *Int. J. Mod. Phys. A* **9** 5155 (1994)
136. Nielsen H B, Froggatt C D, arXiv:2305.18645
137. Бронштейн М П, в сб. *Успехи астрономических наук* № 3 (М.: ОНТИ, 1933) с. 3
138. Duff M J, Okun L B, Veneziano G J. *High Energy Phys.* **2002** 23 (2002); physics/0110060
139. Ecker F, Fiorucci A, Grumiller D *Phys. Rev. D* **111** L021901 (2025); arXiv:2501.00095
140. Klinkhamer F R, Volovik G E *Phys. Rev. D* **79** 063527 (2009); arXiv:0811.4347

From Landau two-fluid model to de Sitter Universe

G.E. Volovik

*Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences,
prosp. Akademika Semenova 1a, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation
E-mail: volovik@itp.ac.ru, volovikgrigory@gmail.com*

Condensed matter analogs are useful when considering phenomena related to the quantum vacuum. This is because, in condensed matter, we know the physics both in the infrared and in the ultraviolet limits, while, in particle physics and gravity, the physics on the trans-Planckian scale are unknown. One of the cornerstones of the connections between nonrelativistic condensed matter and modern relativistic theories is the two-fluid hydrodynamics of superfluid helium, which was developed by Landau and Khalatnikov (Isaak Markovich Khalatnikov later founded and headed the Landau Institute). The dynamics and thermodynamics of the de Sitter state of the expansion of the Universe bear some features of the multi-fluid system. There are actually three components: the quantum vacuum, the gravitational component, and relativistic matter. The expanding de Sitter vacuum serves as a thermal bath with local temperature, which is twice the Gibbons–Hawking temperature related to the cosmological horizon. This local temperature leads to the heating of the matter component and the gravitational component, which behaves like Zel’dovich stiff matter and represents dark matter. In equilibrium and in the absence of conventional matter, the positive partial pressure of the dark matter compensates the negative partial pressure of the quantum vacuum. That is why, in full equilibrium, the total pressure is zero. This is rather similar to the correspondingly superfluid and normal components of superfluid liquid, which together produce a zero pressure of the liquid in the absence of environment. We propose the phenomenological theory, which describes the dynamics of dark energy and dark matter. If one assumes that, in the dynamics, gravitational dark matter behaves like real Zel’dovich stiff matter, it is shown that both components undergo power law decay due to the energy exchange between these components. It then follows that their values at the present time have the correct order of magnitude. We also consider other problems through the prism of condensed matter physics, including black holes and the Planck constant.

Keywords: quantum vacuum, thermodynamics of de Sitter Universe, quantum tunneling, black holes, Unruh effect, Planck constant

PACS numbers: **04.20.–q**, **04.70.Dy**, **95.36.+x**

Bibliography — 140 references

Received 25 January 2025, revised 14 March 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (11) 1137–1156 (2025)

Physics–Uspekhi **68** (11) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039890>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.03.039890>