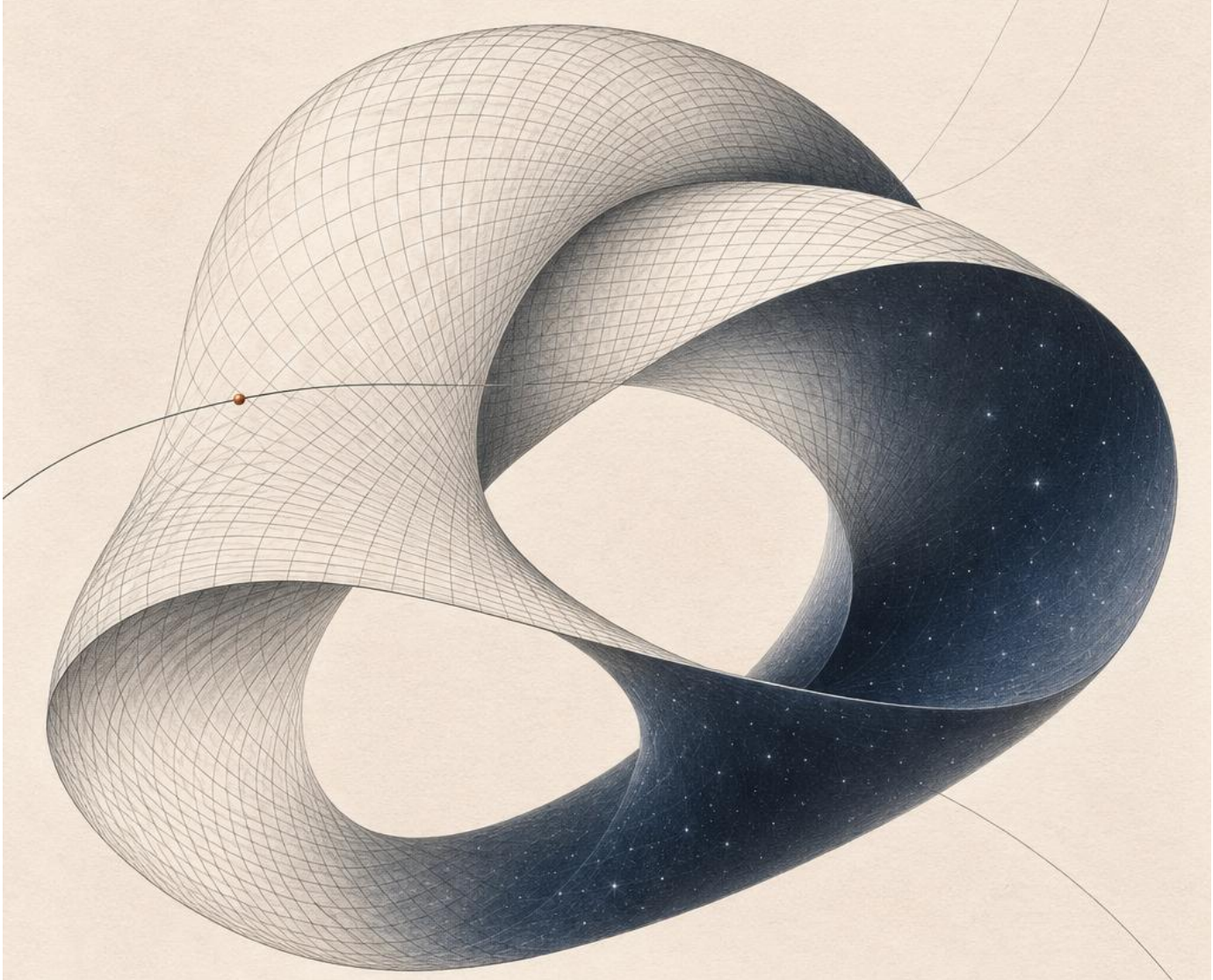
Евгений Бренев
Мира Вейран

Миру негде поместиться



Происхождение и устройство Вселенной
на границе научного знания

Евгений Бренев
Мира Вейран

Миру негде поместиться

Происхождение и устройство Вселенной
на границе научного знания

2026

Содержание

Иллюстрации 4
Предисловие 5

I Наблюдаемая Вселенная

1 Миру негде поместиться 7
2 Как увидеть прошлое 13
3 Что расширяется 18
4 Горячая история 24
5 Вселенная до первых звёзд 33

II Невидимые составляющие

6 Невидимая масса 42
7 Почему осталось вещество 48
8 Ускоряющаяся Вселенная 54
9 Сколько весит пустота 62
10 Где расходятся измерения 69

III До привычного начала

11 Откуда взялась структура 79
12 Было ли происхождение космической структуры квантовым 87
13 До горячего начала 94
14 Почему время имеет направление 100

IV Глубинное устройство

15 Из чего сделано «где» 108
16 Дополнительные измерения 116
17 Может ли пространство замыкаться 122
18 Другие вселенные 128
19 Когда гравитация становится квантовой 134

V Открытое будущее

20 Несколько будущих одной Вселенной 140
21 Как поставить вопрос природе 147
22 Космология вместе с ИИ 153

Эпилог 162
Приложение А Расчёты и границы их применимости 164
Приложение Б Исследовательские программы 178
Приложение В Вычислительные задачи 188
Словарь понятий 192
Литература 198

Иллюстрации

Гравюры сопровождают объяснения и помогают представить модели, аналогии и устройство опытов. Расчётные графики и схемы обозначены в тексте отдельно как рисунки.

Гравюры

1. Геометрию можно измерить изнутри ... 8
2. Наблюдаемая область зависит от наблюдателя ... 10
3. Последнее рассеяние открывает путь свету ... 15
4. Расстояния растут, а связанные системы сохраняют масштаб ... 21
5. Когда ранняя плазма оставляет лёгкие ядра ... 26
6. От нейтринной мишени к электронному сигналу ... 31
7. Частота раскрывает разные слои прошлого ... 37
8. Радионаблюдение с обратной стороны Луны ... 40
9. Свет выдаёт невидимое распределение массы ... 43
10. Движущаяся граница между двумя фазами ... 51
11. Космологическое поле и лабораторные часы ... 58
12. Пустота внутри полной установки ... 65
13. Два маршрута к масштабу расширения ... 71
14. От малых неоднородностей к космической сети ... 80
15. Один статистический след и разные объяснения ... 88
16. Гипотеза отскока и судьба возмущений ... 96
17. Энтропия и снятое ограничение ... 101
18. Сгущение вещества и уходящая энергия ... 102
19. От квантовых связей к геометрическому описанию ... 111
20. Квантовый симулятор и геометрическая интерпретация ... 114
21. Направление, скрытое разрешением ... 116
22. Измерение силы на малом расстоянии ... 121
23. Два портрета одного источника ... 124
24. Области разных состояний поля ... 130
25. Порядок счёта бесконечного ... 131
26. Сохранить квантовое состояние ... 139
27. Общая история и разные продолжения ... 142
28. Новый угол измерения ... 149
29. Быстрый расчёт и точный эталон ... 155
30. Проверка на отложенных данных ... 161

Расчётные рисунки и схемы

1. Космологические расстояния ... 22
2. Окна наблюдения космической истории ... 35
3. Реконструкция скалярного потенциала ... 57
4. Дрейф красного смещения ... 59
5. Общие параметры трёх наблюдательных каналов ... 76
6. Топология двумерного плоского тора ... 123
7. Пространственные ветви двух масс ... 135
8. Два будущих с общей прошлой историей ... 145
9. Карта различимости двух моделей ... 158

Предисловие

У любого научного ответа есть область действия. Это легко забыть, когда вопрос касается всего существующего. Измерив возраст звёзд, мы ещё не измерили возраст времени. Описав горячую раннюю Вселенную, мы оставляем открытым вопрос о её происхождении. Установив границу доступных сигналов, мы только начинаем выяснять, что эта граница говорит об устройстве мира.

Эта книга исследует космологию от её наблюдательных оснований до задач, для которых ещё не получены общепринятые ответы. Нас будут интересовать пространство, время, материя, ранняя история и возможное будущее Вселенной. По мере движения меняется степень уверенности: точное измерение сменяется выводом внутри модели, затем возникают конкурирующие теоретические описания и предложения новых проверок.

Название связано с привычкой, которая долго помогала нам понимать окружающие вещи. Любой предмет находится где-то, а вокруг него можно найти другие предметы. Применённая ко всему пространству сразу, эта привычка порождает требование ещё одного места. Физика позволяет поставить вопрос иначе: какие отношения делают возможными расстояние и направление, как они измеряются и нужны ли для их описания внешние координаты? Внимание к формулировке здесь становится частью исследования.

Мы начнём с того, что действительно поступает в приборы: света, частиц и изменений физических величин. Затем разберём восстановление расширения и ранней горячей истории. Эта опора нужна, чтобы обсуждение тёмной материи, дополнительных измерений или предыстории Вселенной сохраняло связь с наблюдением. Свобода теоретического воображения особенно ценна там, где понятны обязательства уже проверенной физики.

Дальнейшие главы будут возвращаться к одному требованию. Если предлагается общий механизм, он должен давать согласованные следствия в разных наблюдениях. Свойства новых частиц связываются с происхождением вещества. Геометрия дополнительных направлений — с их спектром и возможными взаимодействиями. Динамика тёмной энергии — с расширением, ростом структуры и, в некоторых моделях, лабораторными измерениями. Такая связь позволяет гипотезе встретиться с результатом, который мог бы ей противоречить.

Отдельные главы посвящены периоду до первых звёзд, гравитации вакуума и проверяемости квантового происхождения структуры. Эти темы соединяют разные уровни объяснения: неизвестный начальный спектр, динамику уже существующих полей и условия, при которых сама геометрия становится физическим объектом. В конце мы рассмотрим, как вычисления и искусственный интеллект могут помочь сравнивать такие объяснения, сохраняя возможность независимо проверить каждый существенный шаг.

В каждой главе есть раздел о физической проверке. В нём описаны измеряемые величины, существующие или возможные установки, основные помехи и предел вывода. Иногда ближайшая работа состоит в повторной обработке данных. Иногда нужен более точный лабораторный опыт. В других случаях сначала требуется вычислить предсказание, которого у гипотезы пока нет. Вопрос о технологии имеет смысл лишь вместе с вопросом о различимости объяснений.

Основное повествование рассчитано на читателя, готового разбираться в новых понятиях без предварительного владения всей математикой космологии. Несколько формул нужны непосредственно для понимания связей. Более подробные соглашения и воспроизводимые примеры собраны в приложениях. Там же приведены конкретные исследовательские программы, словарь и источники. Книга допускает два темпа чтения: последовательное движение по идеям и возвращение к вычислениям, на которых держатся отдельные выводы.

Расчётные примеры имеют определённый статус. Они показывают устройство модели, проверяют математическое следствие или демонстрируют неоднозначность привычного вывода. Их параметры не следует автоматически принимать за измеренные свойства космоса. Предлагаемые совместные проверки развивают известные научные направления; установление приоритета отдельной новой идеи потребовало бы специального сравнения с литературой. Там, где расчёт наблюдательных данных ещё не выполнен, это обозначено прямо.

Космология развивается. Ценность аргумента определяется не только последним числом в таблице. Важны способ получения числа, его зависимость от предпосылок и возможность проверить обязательные последствия тем же или другим физическим методом.

На переднем крае науки особенно заметна разница между вопросом, который звучит глубоко, и вопросом, который уже можно исследовать. Переход от первого ко второму часто требует перестройки самого языка. В этой перестройке и заключается задача книги: сделать открытые проблемы достаточно ясными, чтобы следующий шаг можно было описать уравнением, наблюдением или устройством эксперимента.

I Наблюдаемая Вселенная

Глава 1

Миру негде поместиться

Поставим на стол коробку. Внутри лежит камень, вокруг находится воздух, за стенами комнаты продолжается город. Каждый предмет занимает часть пространства, и у каждого есть окружение. Мы настолько привыкли к этому устройству вещей, что переносим его на весь мир. Если существует Вселенная, ей тоже нужно где-то находиться. Если она расширяется, рядом должно освобождаться место. Если у неё было начало, перед ним должен был идти какой-то другой отсчёт.

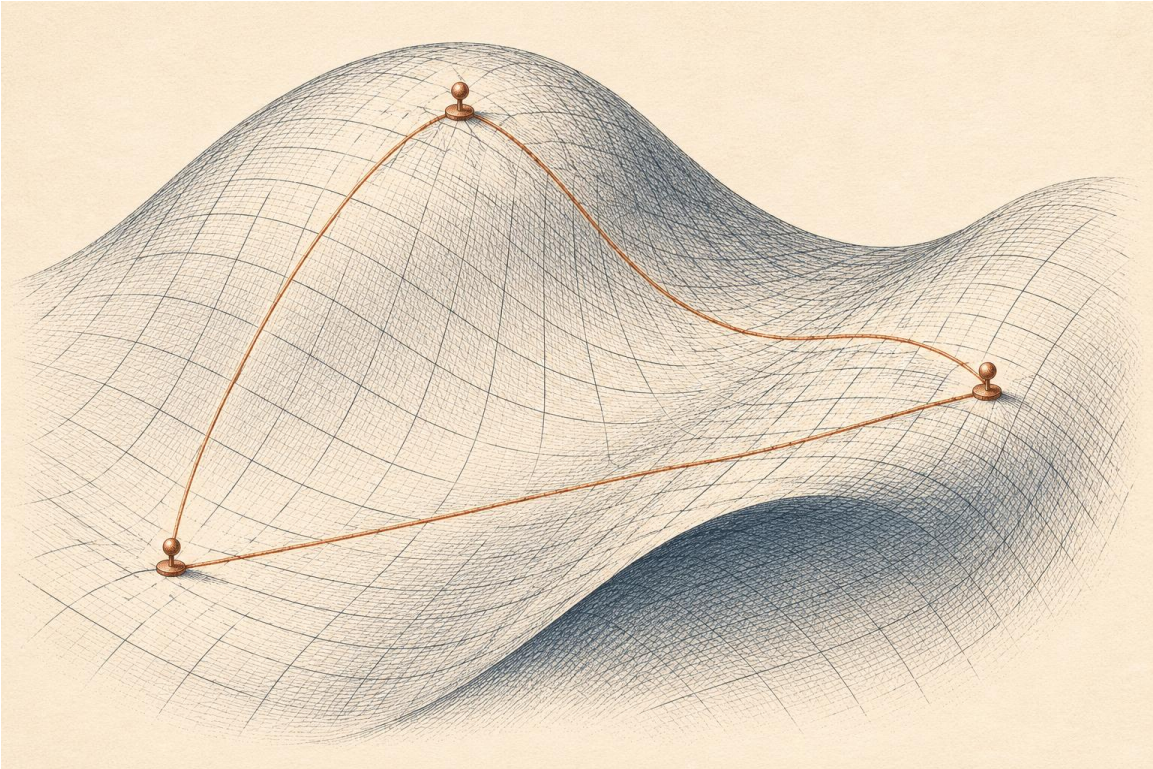
Так рождается вопрос, который дал название этой книге. Ему трудно сопротивляться, потому что в повседневной жизни он почти никогда нас не подводит. Но слово «Вселенная» меняет масштаб рассуждения. Мы начинаем спрашивать об условиях, внутри которых вообще имеют смысл место, размер и расстояние. Правила, подходившие для коробки, могут оказаться недостаточными для самого пространства.

Это ещё не ответ. Нельзя просто запретить вопрос о внешнем мире, назвав его неправильным. Можно сделать другое: выяснить, какие предположения мы уже внесли в вопрос, какие из них необходимы и к каким наблюдаемым последствиям они ведут. Именно такой путь позволит двигаться от знакомой картины неба к идеям, которые пока существуют только в виде математических моделей.

Пространство без внешней коробки

Представим исследователя, который умеет измерять расстояния, углы и время прохождения сигналов, но не может посмотреть на свой мир со стороны. Он строит треугольники из кратчайших путей, сравнивает их углы, следит за расхождением соседних траекторий. Эти измерения сообщают ему о геометрии, даже если никакой внешней сцены в его описании нет.

На плоскости сумма углов треугольника, составленного из кратчайших путей, равна двум прямым углам. На сфере можно пройти от Северного полюса до экватора, повернуть на прямой угол, пройти четверть экватора и, снова повернув, вернуться к полюсу по другому меридиану. Получится треугольник с тремя прямыми углами. Путешественник обнаружил кривизну, ни разу не покинув поверхность. Изображение сферы в трёхмерном пространстве помогает нашему воображению, но результат измерения записывается на языке самой поверхности.



Гравюра 1. Геометрию можно измерить изнутри. Измерения расстояний и направлений можно выполнять внутри самого пространства. Изогнутая поверхность здесь служит двумерной аналогией: исследователь узнаёт о кривизне по маршрутам и их взаимному расположению. Внешний ракурс нужен рисунку, но не является необходимой частью физического описания; точная метрика этой гравюрой не задаётся.

Здесь заканчивается полезная часть привычной аналогии с надувающимся шаром. Она показывает, как расстояния между точками могут увеличиваться без выделенного центра на поверхности. Но резина, воздух внутри и комната вокруг шара относятся к устройству модели на столе. Переносить их в космологию без дополнительного физического основания нельзя. Для описания трёхмерного пространства внешняя комната не обязательна.

В общей теории относительности геометрия пространства-времени входит в физическое описание. Она определяет, как измеряются промежутки и какие события могут обмениваться сигналами. Материя и геометрия связаны уравнениями. Координаты помогают обозначать события, однако сами по себе не являются физическими стержнями и часами. Их можно изменить, сохранив наблюдаемые расстояния и времена.

Из этого не следует, что более объёмлющая структура невозможна. Теории с дополнительными измерениями как раз предлагают такие конструкции. Но это дополнительная гипотеза, которой нужны собственные уравнения и проверки. Логического требования поместить любой физический мир ещё в один физический мир у нас пока нет. Бесконечная цепочка внешних коробок появляется из нашей исходной привычки, а не из измерения.

Три значения слова Вселенная

В разговоре слово «Вселенная» часто выполняет сразу несколько задач. Иногда им называют всю физическую реальность. Иногда — пространство-время конкретной космологиче-

ской модели. Иногда — ту область, откуда к нам успели прийти сигналы. Эти значения пересекаются, но дают разные ответы на вопрос о границах.

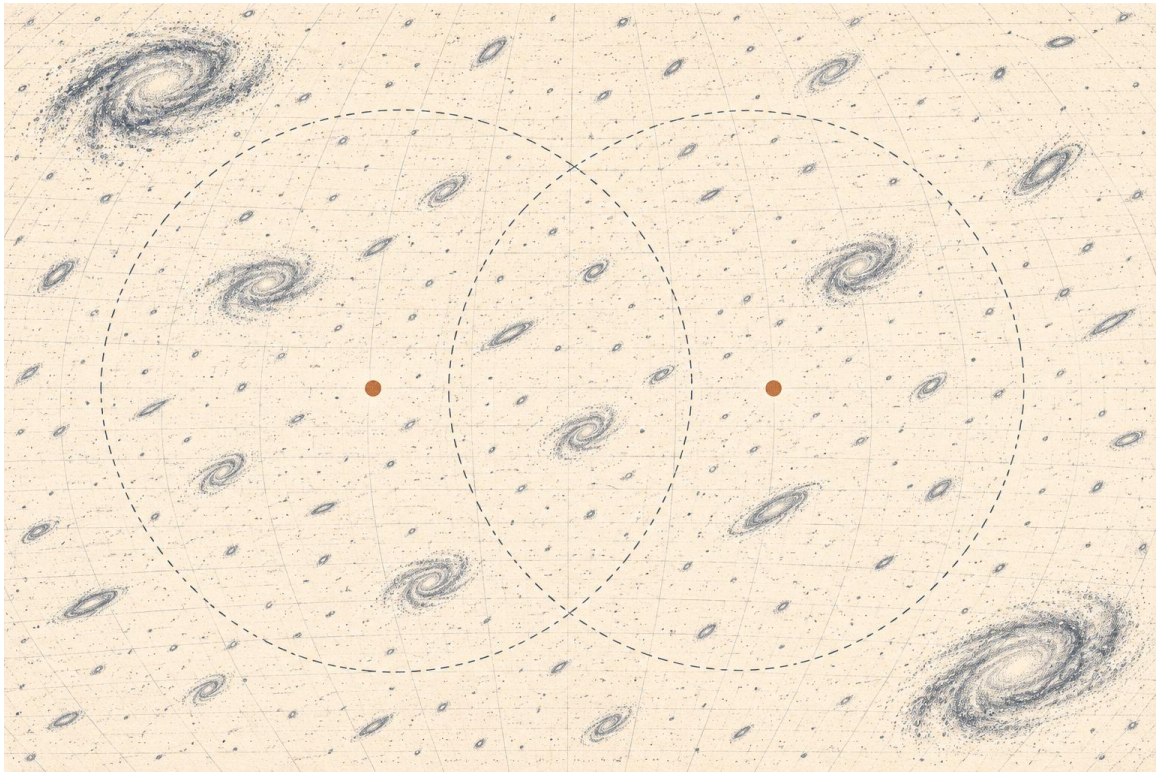
Наблюдаемая область ограничена историей распространения сигналов. Свет имеет конечную локальную скорость, а космическая геометрия меняется. Поэтому до нас дошла информация лишь о части событий. Граница такого доступа не обязана совпадать с физической стеной, концом вещества или разрывом пространства. Человек, находящийся достаточно далеко, имел бы другую наблюдаемую область. Наше положение в её центре выражает способ построения карты вокруг наблюдателя.

В стандартной космологической геометрии различают горизонт частиц, будущий горизонт событий и сферу Хаббла. Первый связан с доступным прошлым. Второй ограничивает область, из которой сигнал, испущенный в выбранный момент, сможет когда-либо достичь наблюдателя; он зависит от всей последующей истории расширения и существует не во всякой модели. Третья определяется текущим темпом расширения. Их радиусы вообще говоря различаются. Сфера Хаббла сама по себе не является абсолютной границей видимости. [1]

Чтобы почувствовать масштаб различия, рассмотрим учебную плоскую модель с нерелятивистской материей, излучением и положительной космологической постоянной. В материю здесь включены обычная и тёмная составляющие; о второй мы подробно поговорим в главе 6. При выбранных параметрах, близких к стандартным космологическим значениям, возраст получается около 13,8 миллиарда лет, а сегодняшний радиус горизонта частиц — около 46,1 миллиарда световых лет. Это наш расчёт для объявленной модели; формулы и параметры приведены в приложении. Радиус не равен возрасту, умноженному на скорость света, потому что расстояния изменялись во время распространения света.

В числе 46,1 миллиарда уже содержится способ сравнения: расстояния пересчитаны на один сегодняшний срез космического времени. Сам телескоп такого среза не видит. Чем дальше мы смотрим, тем более раннее состояние источника наблюдаем. Граница доступного прошлого и карта расстояний сегодня связаны расчётом, а не совпадают на готовой фотографии.

Продолжая модель за предел наблюдений, мы предполагаем, что её правила действуют и там. Такая экстраполяция может быть хорошо мотивирована, но по смыслу отличается от измерения. Фраза «дальше находится такая же Вселенная» выражает простое продолжение модели. Фраза «мы видим, что дальше находится» требует сигнала, которого у нас нет.



Гравюра 2. Наблюдаемая область зависит от наблюдателя. Две условные области наблюдения построены вокруг разных наблюдателей. Они частично перекрываются, а изображённая среда продолжается за их пределами. Контур обозначает ограничение доступа к сигналам, а не стену или конец вещества. Это наглядная аналогия; размеры горизонтов и сегодняшние расстояния определяются отдельным космологическим расчётом.

Конечность без стены

Конечность пространства также не тождественна наличию края. Можно задать геометрию, в которой путешественник, двигаясь достаточно долго в определённом направлении, возвращается к исходной точке. В другом пространстве такое возвращение невозможно. В небольших окрестностях эти миры могут иметь одинаковые геометрические свойства, а различаться способом соединения далёких областей.

Этот способ соединения изучает топология. Геометрия отвечает, в частности, за расстояния и кривизну; топология — за более общие свойства связности. Поэтому близость наблюдаемой пространственной кривизны к нулю не устанавливает бесконечный размер всего пространства. Существуют плоские компактные модели, у которых объём конечен. Возможность такой конструкции — математический факт; принадлежность нашей Вселенной к этому классу должна решаться наблюдениями. [2]

А если всё-таки предположить настоящую физическую границу? Тогда потребуется описать поведение вещества и сигналов возле неё. Может ли свет достичь границы? Что задаёт состояние полей на ней? Изменяет ли она доступные колебания и распределение энергии? Слово «край» становится физической гипотезой лишь после появления таких условий. Рисунок стены в пустоте не задаёт их автоматически.

Можно также рассмотреть область, граница которой просто лежит вне причинной доступности. Само её удалённое существование тогда не гарантирует никакого измеримого эффекта

здесь. Проверка потребует дополнительной связи — например, предсказанного влияния на общую историю или на состояние наблюдаемых полей. Если две модели во всей доступной области дают одинаковые вероятности всех результатов, название внешней области не позволит экспериментально выбрать между ними. Это предел сформулированного сравнения, а не запрет искать более содержательные модели.

Пока полезно удержать одну мысль. Вопрос «где находится край» имеет ответ лишь после того, как мы определили, какой объект обсуждаем и что считаем краем. Иногда ответом оказывается измеримый горизонт. Иногда — свойство выбранной топологии. Иногда вопрос требует новой физики, потому что само привычное описание пространства подходит к пределу применимости.

От воображаемого мира к физической модели

Космология допускает смелые конструкции, но смысл слова «допускает» здесь ограничен. Мы можем записать математически непротиворечивую геометрию и всё ещё не знать, существует ли процесс, способный её создать. Можем получить решение уравнений и затем обнаружить, что небольшие возмущения разрушают его. Можем найти устойчивую модель, которая предсказывает наблюдаемые эффекты, уже исключённые экспериментом. Каждый следующий шаг предъявляет дополнительное требование.

Поэтому в книге будут встречаться утверждения разной силы. Спектр, зарегистрированный прибором, относится к данным после калибровки. Возраст, полученный из космологической модели, зависит от её предпосылок. Возможное дополнительное измерение остаётся гипотезой. Численный пример, который показывает неоднозначность вывода, может быть строгим, даже если выбранные для него параметры не описывают реальный космос.

Мы будем различать эти случаи в самом рассуждении. Иногда слова «в данной модели» важнее следующего за ними числа. Иногда отсутствие сигнала сужает параметры, но не устраняет весь класс объяснений. Иногда у идеи ещё нет вычисленного предсказания, и первым необходимым шагом оказывается работа с уравнениями, а не постройка более мощного телескопа.

У такой дисциплины есть практический смысл. Если вопрос поставлен слишком широко, любое наблюдение легко объявить совместимым с гипотезой. Например, за горизонтом можно вообразить почти любое устройство мира. Пока это устройство не влияет на доступные данные и не связано с проверяемой теорией, наблюдателю нечего сравнивать с его предсказаниями. Для продвижения нужно найти конкретное следствие, которое могло бы оказаться неверным.

Возможность проверки тоже имеет несколько уровней. Установки может не хватать по точности. Нужная эпоха может быть скрыта непрозрачностью раннего вещества. Несколько разных механизмов могут давать один и тот же сигнал. Наконец, два описания могут быть физически эквивалентны во всей доступной области. Решения этих проблем различаются. Увеличение зеркала телескопа помогает не во всех случаях.

Как это проверить

Начнём с предположения, на котором держится простая космологическая картина: на достаточно больших масштабах пространство описывается одной однородной и изотропной геометрией. Галактики и пустоты делают реальную Вселенную неоднородной, поэтому речь идёт о крупномасштабном приближении и его точности. Само это приближение можно проверять через согласованность разных расстояний и темпа расширения.

Физически нужны два типа измерений. Угловые размеры статистических структур в распределении галактик дают поперечные масштабы. Распределение тех же структур по красному смещению несёт информацию о радиальном расширении. Дополнительные оценки времени можно получать из различий возрастов звёздных популяций, хотя здесь приходится учитывать модели их эволюции. Ни один канал не свободен от предпосылок, поэтому полезно делать их явными и сравнивать независимые способы калибровки.

В геометрии Фридмана — Леметра — Робертсона — Уокера расстояния и скорость расширения связаны так, что данные разных эпох должны восстанавливать одно значение сегодняшнего параметра кривизны. Физическая кривизна пространственных срезов при расширении может меняться; сравнивается параметр, приведённый к общей нормировке. На этом основан тест Кларксона, Бассетта и Лу. Его нарушение после контроля ошибок поставило бы под вопрос принятый набор геометрических предпосылок. Выполнение условия само по себе ещё не доказывает полную однородность. [3]

Для реального анализа понадобятся модели отбора галактик, точная спектроскопическая калибровка, контроль влияния собственных скоростей, согласованная обработка ковариаций и проверка того, не был ли искомый результат уже встроен в способ восстановления расстояний. Нельзя сначала вычислить все расстояния при фиксированной геометрии, а затем объявить их согласие независимым доказательством той же геометрии.

Следующий исследовательский продукт здесь вполне конкретен: анализ искусственных каталогов с заранее известными геометриями, включая контролируемые отклонения от однородности, а затем применение одного и того же метода к наблюдениям. Так устанавливается, какие отклонения процедура действительно способна распознать. Полученное согласие ограничит доступные нарушения модели; несогласие укажет, какую часть общей цепочки необходимо проверить заново.

Свойства пространства можно исследовать изнутри. Проследим, как сведения о далёком событии превращаются в показание прибора.

Глава 2

Как увидеть прошлое

Телескоп не получает изображение Вселенной в едином настоящем. Каждый зарегистрированный фотон завершает собственную историю распространения. Одни сигналы пришли из близких звёздных систем, другие покинули источник, когда окружающая нас область космоса выглядела совсем иначе. Карта неба соединяет события, разделённые не только расстояниями, но и эпохами.

Это обстоятельство делает космологию возможной. Мы не можем вернуться в раннюю Вселенную, однако можем исследовать её сохранившиеся следы. В то же время оно требует осторожности: яркость далёкой галактики, её возраст и расстояние до неё не считываются с фотографии как подписи под экспонатом. Между прибором и выводом находится последовательность измерений и физических предположений.

Что сообщает свет

В простейшем случае детектор регистрирует поток энергии или число пришедших фотонов. Чтобы превратить показания в свойство источника, необходимо знать чувствительность прибора, время экспозиции, шум, влияние атмосферы для наземных наблюдений и излучение вдоль луча зрения. Космический телескоп устраняет атмосферу, но сохраняет собственные ограничения: конечное разрешение, тепловые эффекты, калибровку и неполный диапазон частот.

Изображение отвечает на вопрос, откуда приходит излучение. Спектр показывает, как оно распределено по длинам волн. Атомы и молекулы оставляют в спектре характерные линии. Если узнаваемая последовательность линий смещена согласованно, можно определить отношение наблюдаемой длины волны к её значению в системе источника. Это отношение принято выражать через красное смещение z.

$$1 + z = \frac{\lambda_{\mathrm{obs}}}{\lambda_{\mathrm{em}}}$$

Например, при z=2 наблюдаемая длина волны втрое больше исходной. Такое измерение ещё не означает, что источник удаляется со скоростью 2c. На больших красных смещениях перевод в скорость требует определения самой скорости и модели геометрии. Близкие объекты могут иметь заметные собственные движения; сильное гравитационное поле также влияет на частоты. Для космологических задач эти вклады отделяют от среднего расширения. [4]

Узнавание линии тоже является проверяемой операцией. Одна яркая особенность спектра допускает несколько идентификаций. Несколько линий, связанных известными атомными переходами, дают более устойчивое решение. Фотометрическое красное смещение, восстановленное по широким цветовым полосам, полезно для больших обзоров, но обычно сильнее зависит от модели спектра. Поэтому уточняющая спектроскопия способна изменить вывод о расстоянии и возрасте особенно необычного объекта.

Теоретически могут меняться и величины, от которых зависят сами атомные переходы. Тогда одновременное сравнение разных линий становится проверкой фундаментальной физики. Это усложняет интерпретацию, но даёт новое наблюдаемое следствие: изменение констант не

обязано смещать все переходы одинаково. В дальнейшем мы свяжем такую возможность с космологическими полями и лабораторными атомными часами.

Несколько расстояний до одного источника

Спросим, насколько далеко находится галактика. Можно иметь в виду расстояние в момент испускания света, расстояние между сопутствующими космическому расширению точками сегодня или время распространения света, умноженное на с. В меняющейся геометрии это различные величины. Смешение определений создаёт кажущиеся парадоксы, даже когда расчёт сам по себе верен.

Астрономические измерения добавляют ещё два полезных определения. Если известна светимость источника, по принятому потоку можно ввести расстояние по светимости. Если известен поперечный физический размер, по угловому размеру можно ввести расстояние по угловому диаметру. Эти определения устроены так, чтобы привычные формулы яркости и угла оставались удобными, а влияние космологической геометрии переходило в соответствующее расстояние. [4]

Далёкий источник тускнеет по нескольким причинам. Излучение распределяется по большей площади, энергия каждого фотона уменьшается из-за красного смещения, интервалы между их приходами растягиваются. Поэтому восстановленная светимость зависит от того, как эти эффекты учтены. Кроме того, часть света может поглощаться пылью или перераспределяться гравитационным линзированием.

Объект стандартного размера при увеличении красного смещения не обязан становиться всё меньше на небе. У расстояния по угловому диаметру в привычных расширяющихся моделях есть максимум. Это следствие того, что мы наблюдаем источник в более раннем состоянии геометрии. Сам по себе угловой размер поэтому ещё не даёт однозначного расстояния. Нужны красное смещение и согласованный способ интерпретации данных.

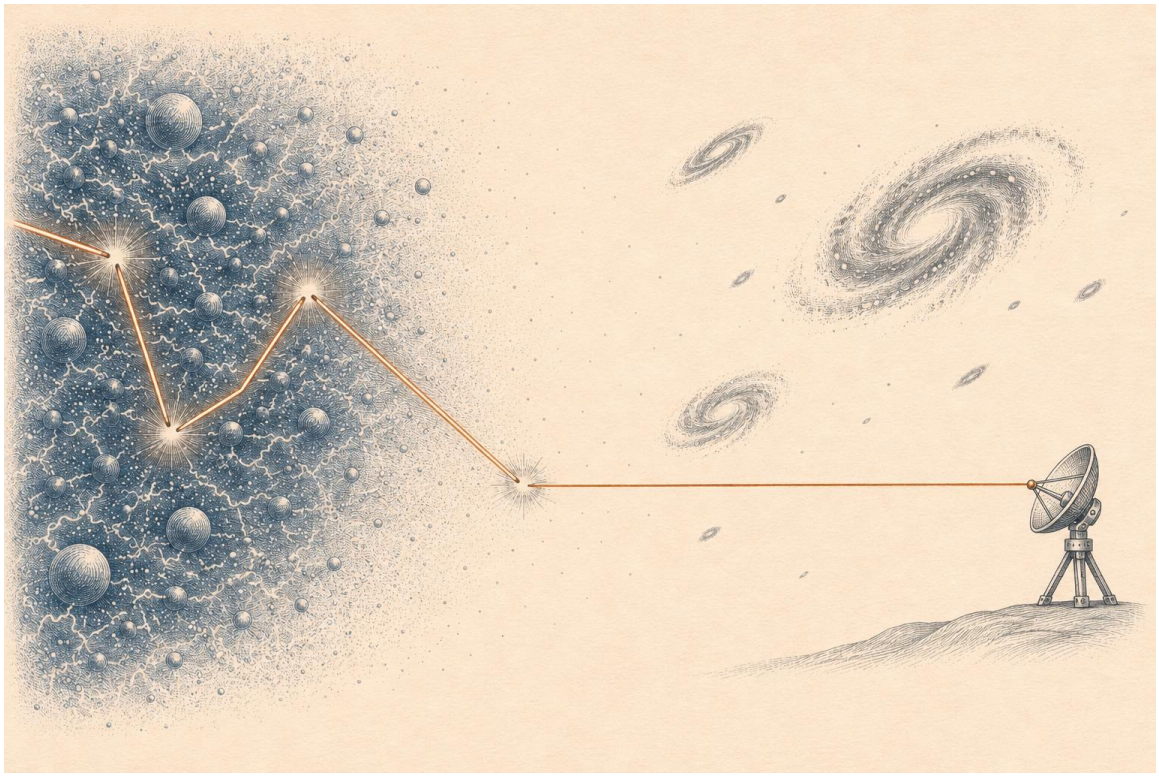
«Сегодняшнее расстояние» до далёкой галактики тоже является реконструкцией. Мы не наблюдаем её нынешнее состояние непосредственно. Оно вычисляется на выбранном срезе космического времени в модели, согласующей доступные сигналы. Такая реконструкция может быть очень точной внутри модели, однако её следует отличать от непосредственного времени прихода зарегистрированного фотона.

Реликтовое излучение как поверхность видимости

Раннее вещество было непрозрачно для свободного распространения света: фотоны многократно взаимодействовали с заряженными частицами. По мере охлаждения электроны стали связываться с ядрами, и значительная часть излучения получила возможность пройти огромные расстояния. Сегодня мы наблюдаем это излучение в микроволновом диапазоне. Его средняя температура близка к 2,725 кельвина. [5]

Карта реликтового излучения показывает небольшие различия температуры и поляризации. Они возникают из истории вещества, гравитационных возмущений и распространения фотонов. В стандартной космологической модели эпоха последнего рассеяния, оставившая основную часть этой картины, относится примерно к 380 тысячам лет после начала горячей эволюции. Само последнее рассеяние распределено по некоторому интервалу времени, а позднейшие процессы дополнительно меняют сигнал. [6]

Поэтому перед нами не фотография первого момента существования мира. Более ранние события могут быть восстановлены лишь по тому, как они повлияли на последующую картину. Условия перед непрозрачной эпохой иногда доступны косвенно, хотя свет оттуда не дошёл к нам напрямую. Это важный образец космологического вывода: наблюдаемый след и событие, которое мы по нему восстанавливаем, принадлежат разным временам.



Гравюра 3. Последнее рассеяние открывает путь свету. В непрозрачной плазме фотоны многократно меняли направление при взаимодействиях. После образования нейтральных атомов значительная часть излучения смогла распространяться свободно. Гравюра условно соединяет эти стадии: переход имеет конечную длительность, а наблюдаемое реликтовое излучение не является прямым изображением первого момента существования мира.

Что означает ошибка измерения

Большая часть космологических моделей предсказывает статистику, а не точное расположение каждой галактики на нашем небе. В такой модели случайные начальные возмущения порождают разные реализации космоса. Мы сравниваем наблюдаемую реализацию с распределением возможностей и спрашиваем, насколько она типична при выбранных параметрах.

Даже идеальный телескоп видит конечное число доступных крупномасштабных мод. Увеличение точности измерения уже наблюдаемой моды не создаёт новые независимые примеры той же величины. Ограниченность выборки в космологии называют космической дисперсией. Её следует отличать от шума прибора: некоторые пределы точности определяются объёмом доступной информации. [7]

Это не делает космологию беспроверочной. Разные статистики, поляризация, распределение вещества и другие физические носители информации могут дать дополнительные ограничения. Но повторное использование одного и того же неба требует учёта корреляций. Два

анализа одной карты не становятся независимыми наблюдениями только потому, что выполнены разными программами.

Полезно также разделять случайную и систематическую ошибки. При независимых измерениях с одинаковой дисперсией случайная ошибка среднего уменьшается как квадратный корень из числа измерений. Например, если ошибка каждого равна двум условным единицам, среднее ста измерений имеет случайную ошибку 0,2 единицы. Общий сдвиг шкалы на одну единицу при этом останется сдвигом на одну единицу. Поэтому тысяча дополнительных объектов не исправляет неверную шкалу яркости; другой прибор или метод с иной калибровкой может обнаружить проблему.

Заявление об аномалии поэтому требует описания всего пути от сырых данных к выводу. Как отобраны объекты? Какие сигналы могли не попасть в каталог? Какие параметры фиксировались? Сколько различных особенностей искали, прежде чем обратили внимание на одну? Эти вопросы особенно важны на границе науки, где необычный результат легко принять за указание на новую физику.

Рассмотрим простой пример отбора. Пусть на одинаковых расстояниях встречаются источники разной светимости. Близко мы обнаруживаем почти все, а далеко — преимущественно самые яркие. Если сравнить среднюю яркость двух каталогов без учёта порога обнаружения, получится искусственная эволюция популяции. При этом каждый зарегистрированный поток может быть измерен совершенно правильно. Ошибка возникнет при переходе от обнаруженных объектов к выводу о всех существующих.

Чтобы оценить такой эффект, исследователи добавляют в реальные или искусственные данные сигналы с известными параметрами и проверяют, какие из них восстанавливает процедура поиска. Так определяется функция отбора. Её также нужно проверять: искусственные объекты должны достаточно хорошо воспроизводить существенные свойства настоящих. Для гипотезы о редком необычном классе объектов стандартной модели источников иногда оказывается недостаточно.

Есть и обратная задача. Если определённых объектов в каталоге нет, это может означать их физическое отсутствие, малую численность, слабую яркость или неспособность алгоритма распознать нужный сигнал. Утверждение о пределе на гипотезу требует оценить вероятность обнаружения именно её предсказания. Пустая область рисунка превращается в научное ограничение лишь вместе с такой оценкой.

Как это проверить

Один из способов проверить всю цепочку — сравнить два определения расстояния до одной и той же эпохи. При распространении света по нулевым геодезическим метрического пространства-времени и сохранении числа фотонов расстояния по светимости и угловому диаметру связаны соотношением взаимности. В принятом обозначении оно имеет вид:

$$D_L(z) = (1+z)^2 D_A(z)$$

Это соотношение не выбирает конкретную модель тёмной энергии. Оно проверяет более общие условия переноса света. Для практического сравнения нужны объекты или статистические масштабы с известными свойствами: например, стандартизованные сверхновые для яркости и акустический масштаб в распределении галактик для угловых расстояний. Акустические наблюдения дают прежде всего отношение расстояния к размеру звуковой ли-

нейки. Её длину и абсолютную светимость сверхновых нужно калибровать независимо либо включать как общие неизвестные параметры. Их калибровки необходимо учитывать совместно, включая зависимости, которые пришли из одних и тех же исходных данных. [4] [8]

Простой пример показывает, что именно здесь проверяется. Пусть часть фотонов теряется, и до наблюдателя доходит доля exp(−τ) от потока, где τ характеризует прозрачность пути. Если потерю не учесть, источник покажется дальше: расстояние по светимости окажется завышено в exp(τ/2) раза. Это следует из обратной пропорциональности потока квадрату расстояния. Но одинаковое ослабление всех источников можно спутать с ошибкой их абсолютной светимости. Поэтому нужно проверять зависимость эффекта от красного смещения и длины волны, сохраняя общие параметры калибровки. Само несогласие двух расстояний ещё не называет причину потери света.

Возможное расхождение ещё не указывает на единственную причину. Пыль уменьшает поток, собственная эволюция источников меняет предполагаемую светимость, линзирование перераспределяет яркости. Само по себе обычное гравитационное линзирование не нарушает взаимность для согласованного светового пучка при сохранении её предпосылок; ошибки могут возникнуть из-за отбора объектов и способа усреднения. Новые взаимодействия фотонов тоже могли бы повлиять на результат. Разделить причины помогают наблюдения в разных диапазонах, независимые калибровки и предсказанная зависимость эффекта от красного смещения. Претендующая на объяснение модель должна воспроизвести весь рисунок отклонений.

Другой тест использует ход наблюдаемого события во времени. При космологическом красном смещении интервалы между последовательными стадиями события увеличиваются в 1+z раз. Можно сравнивать изменение спектров близких и далёких сверхновых, определяя их физическую стадию по спектральным признакам. Такая проверка уже проведена и согласуется с ожидаемым растяжением; она исключает конкретные объяснения красного смещения, которые не предсказывают временного растяжения. [9]

Чтобы усилить этот тест, нужны повторные спектры одних и тех же событий, контроль различий между популяциями сверхновых и заранее заданная процедура сопоставления их стадий. Согласие с ожидаемым растяжением поддерживает проверяемое свойство переноса сигналов. Оно не устанавливает отдельно все остальные положения космологии. Отсутствие ожидаемого растяжения или иное расхождение следует прежде всего сопоставить с конкретным предсказанием и всей измерительной цепочкой.

Мы можем таким образом спрашивать у света не только о далёком источнике, но и о правилах, по которым сведения о нём добрались до нас. На этих правилах строится следующий шаг: восстановление того, как менялись расстояния в самом космосе.

Глава 3

Что расширяется

Если расстояния между далёкими галактиками растут, хочется представить летящие осколки взрыва. Тогда должен существовать центр, из которого они разлетелись, и пустое пространство, куда они движутся. Такая картина полезна для взрыва вещества в уже существующей среде. Космологическое расширение описывается иначе: меняется геометрическое соотношение расстояний между точками, участвующими в общем движении космического вещества.

Представим сеть идеальных наблюдателей, каждый из которых в среднем покоится относительно окружающей космической среды. Они могут иметь одинаковый возраст по космологическим часам, обмениваться сигналами и сравнивать расстояния. В однородном приближении отношение расстояний между любой парой таких наблюдателей меняется по общему закону. Эту общую зависимость задаёт масштабный фактор a.

Часы расширения

Обычно сегодняшнее значение a принимают равным единице. Это выбор нормировки, а не измерение абсолютного размера всего мира. Если в некоторую эпоху a был равен половине, соответствующие космологические расстояния в однородной модели были вдвое меньше сегодняшних. Скорость относительного изменения масштабного фактора обозначают H.

Посмотрим, почему у такого движения не обязан быть выделенный центр. Возьмём в небольшом участке три сопутствующих объекта на одной линии с равными промежутками. В выбранный момент производная расстояния между первым и вторым равна H, умноженному на один промежуток, а между первым и третьим — H, умноженному на два. Если перейти к описанию относительно среднего объекта, ближний слева и ближний справа будут удаляться от него одинаково быстро в противоположные стороны.

Все участники видят один закон зависимости удаления от расстояния. В этом простом примере используется однородное движение на общем космологическом срезе и локально применимый способ сравнения. Он объясняет, почему положение наблюдателя в центре собственной карты не превращает его в центр всей физической системы. Для далёких объектов полный расчёт дополнительно учитывает разное время испускания наблюдаемого света.

Закон может нарушаться в конкретной группе галактик, где существенны собственные скорости и притяжение. Такое локальное нарушение не отменяет крупномасштабного расширения: нужно сравнивать наблюдение с моделью на том масштабе, для которого её приближения заявлены.

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$$

Точка сверху означает производную по космическому времени. Величина H имеет размерность обратного времени. Астрономы часто записывают её в километрах в секунду на мегапарсек: такая запись показывает, как в соответствующем приближении меняется скорость удаления с расстоянием. Мегапарсек составляет примерно 3,26 миллиона световых лет.

Называя современное значение H постоянной Хаббла, мы не предполагаем, что оно было одинаковым во все эпохи. Число H_0 относится к сегодняшнему моменту. Сам H меняется в ходе космической эволюции. Более того, он может уменьшаться даже тогда, когда расширение ускоряется. Ускорение означает положительную вторую производную a, тогда как H описывает относительную скорость его изменения. Эти два вопроса математически различны.

В простом примере расстояние увеличивается всё быстрее, но уже достигнутый масштаб увеличивается ещё значительнее. Отношение скорости к масштабу при этом способно падать. Поэтому выражение «ускорение расширения» нельзя автоматически заменять словами «рост постоянной Хаббла». Для восстановления динамики нужно знать всю функцию H во времени или по красному смещению.

Возьмём математический пример: масштабный фактор пропорционален времени в степени три вторых. Его первая производная растёт как квадратный корень из времени, поэтому расширение ускоряется. Но отношение этой производной к самому масштабу равно трём, делённым на удвоенное время, и уменьшается. Пример не описывает установленную историю нашей Вселенной. Он показывает, что различие между ускорением и изменением H возникает уже из определения величин, до выбора конкретной космологической теории.

У ускорения есть ещё одна тонкость. В релятивистской космологии на динамику влияет давление, а не только плотность вещества. Поэтому положительная плотность компонента не означает обязательного замедления. Достаточно отрицательное давление способно поддерживать ускоренный режим. Это давление не нужно представлять как вещество, которое толкает внешние стенки мира: оно входит в уравнения внутренней динамики геометрии.

Как именно компонент приобретает такое свойство — самостоятельный физический вопрос. Космологическая постоянная задаёт один ответ на уровне уравнений. Движущееся скалярное поле может давать другую историю. Изменение закона гравитации требует третьего описания. Совпадение расширения в некотором диапазоне ещё не делает эти механизмы одинаковыми: их различия могут проявиться в росте неоднородностей или лабораторных взаимодействиях.

Для источника, участвующего в общем расширении, отношение наблюдаемой и испущенной длины волны равно отношению масштабных факторов на концах пути. При сегодняшней нормировке это даёт a=1/(1+z) в момент испускания. Данное соотношение связывает спектроскопическое измерение с космической историей. Дополнительные движения и гравитационные сдвиги требуют отдельных поправок. [4]

Состав вещества задаёт историю

В общей теории относительности темп расширения связан с содержимым Вселенной и пространственной кривизной. Для модели, в которой присутствуют излучение, нерелятивистская материя и космологическая постоянная, удобно записать уравнение через их сегодняшние доли:

$$\frac{H^2(a)}{H_0^2} = \Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda$$

Здесь Ω_r относится к излучению, Ω_m — к материи, а Ω_Λ — к космологической постоянной. Параметр Ω_k описывает вклад пространственной кривизны и не является долей особого веще-

ства. При a=1 сумма этих четырёх величин равна единице. Запись предполагает указанные свойства компонентов; переход частиц от релятивистского движения к медленному или обмен энергией между секторами требуют более подробного описания.

Плотность медленно движущейся материи падает примерно как обратный объём. Число частиц в расширяющейся области сохраняется, а объём растёт как куб a. У свободного излучения дополнительно уменьшается энергия каждого кванта, поэтому его плотность падает быстрее. Плотность космологической постоянной в этой модели сохраняется. Из-за разных зависимостей компоненты могут последовательно определять общую динамику.

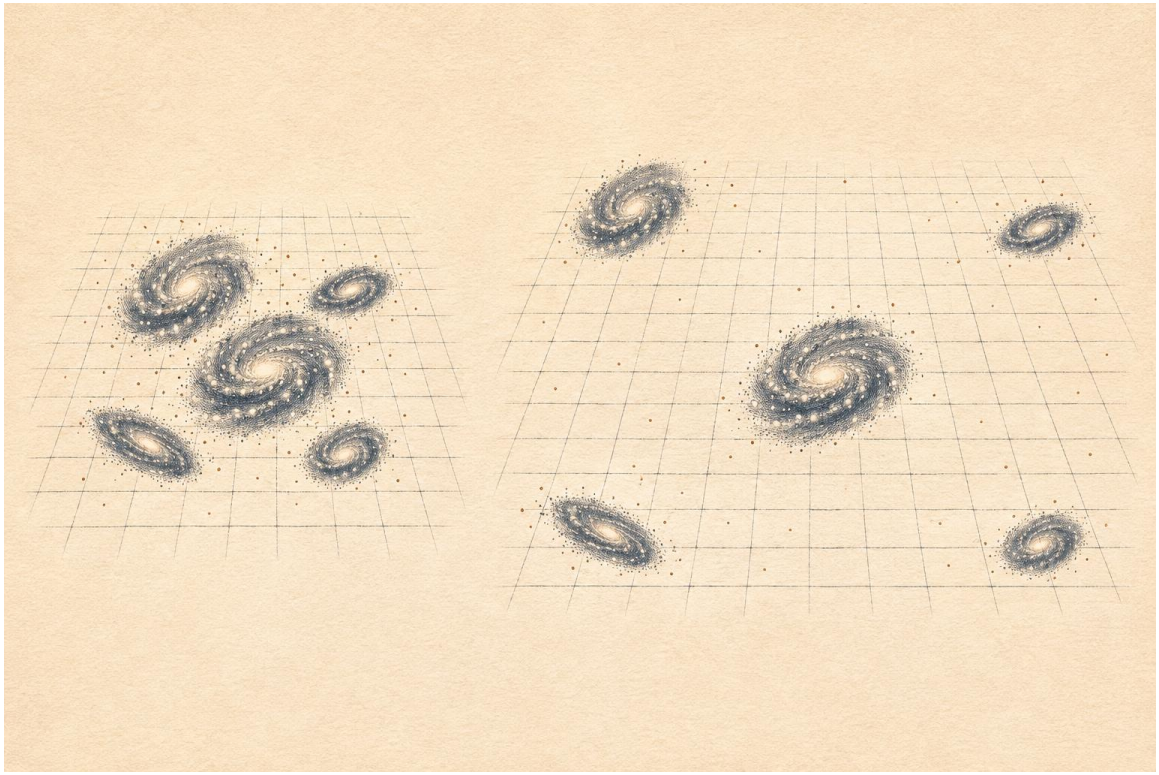
В ранние эпохи особенно существенно излучение. Позднее большую роль играет материя. При положительной космологической постоянной её относительное значение увеличивается по мере разрежения других компонентов. Такая последовательность позволяет связать эпохи очень разной температуры одним динамическим описанием. Наблюдательная успешность стандартной модели заключается в согласовании многих следов этой истории, а её параметры определяются совместным анализом данных. [6]

Измерить один H_0 недостаточно, чтобы узнать возраст. Обратная величина H_0 задаёт характерный масштаб времени, но возраст зависит от всей истории H. В нашей учебной модели обратный H_0 составляет около 14,5 миллиарда лет, а вычисленный возраст — около 13,8 миллиарда. Различие выражает накопленный результат изменения скорости расширения.

Почему не растягивается всё подряд

Однородная космологическая модель является приближением к крупномасштабной динамике. Атом, планетная система и связанная галактика требуют учёта сил, которые удерживают их вместе. Они не обязаны следовать за общей сопутствующей сетью наблюдателей. Для описания их размеров решается локальная динамическая задача на соответствующем фоне.

Это можно понять на примере двух частиц. Если они практически свободны и участвуют в общем космическом движении, расстояние между ними связано с расширением. Если они входят в устойчивое связанное состояние, их расстояние определяется взаимодействием и состоянием системы. Космологическое воздействие оценивается как часть полной задачи и в обычных связанных системах чрезвычайно мало. Мы не получаем право умножать размер каждого предмета на a.



Гравюра 4. Расстояния растут, а связанные системы сохраняют масштаб. Два условных состояния показывают увеличение расстояний между сопутствующими областями. Размеры изображённых связанных систем при этом сохранены, чтобы подчеркнуть роль их собственной динамики. Космологическое расширение не означает одинакового растяжения всех предметов. Гравюра передаёт принцип и не задаёт точного отношения масштабов или реальной истории отдельных галактик.

Далёкая скорость удаления тоже требует аккуратного определения. В однородной модели производная собственного расстояния между удалёнными сопутствующими точками может превышать c. Это не локальная скорость предмета, пролетающего рядом с наблюдателем. Ограничение специальной теории относительности относится к локальным измерениям и передаче сигналов. Разбор космологических горизонтов показывает, почему сверхсветовое значение такой производной не превращается автоматически в запрет наблюдения источника. [1]

Теперь можно вернуться к расстояниям. В нашей иллюстративной модели свет от сопутствующего источника при z=1 распространялся около 7,95 миллиарда лет. Расстояние между соответствующими точками сегодня составляет примерно 11,09 миллиарда световых лет, а в момент испускания — около 5,55 миллиарда. Все три числа относятся к одной модели и одному источнику. Их различие связано с определением измеряемой величины.

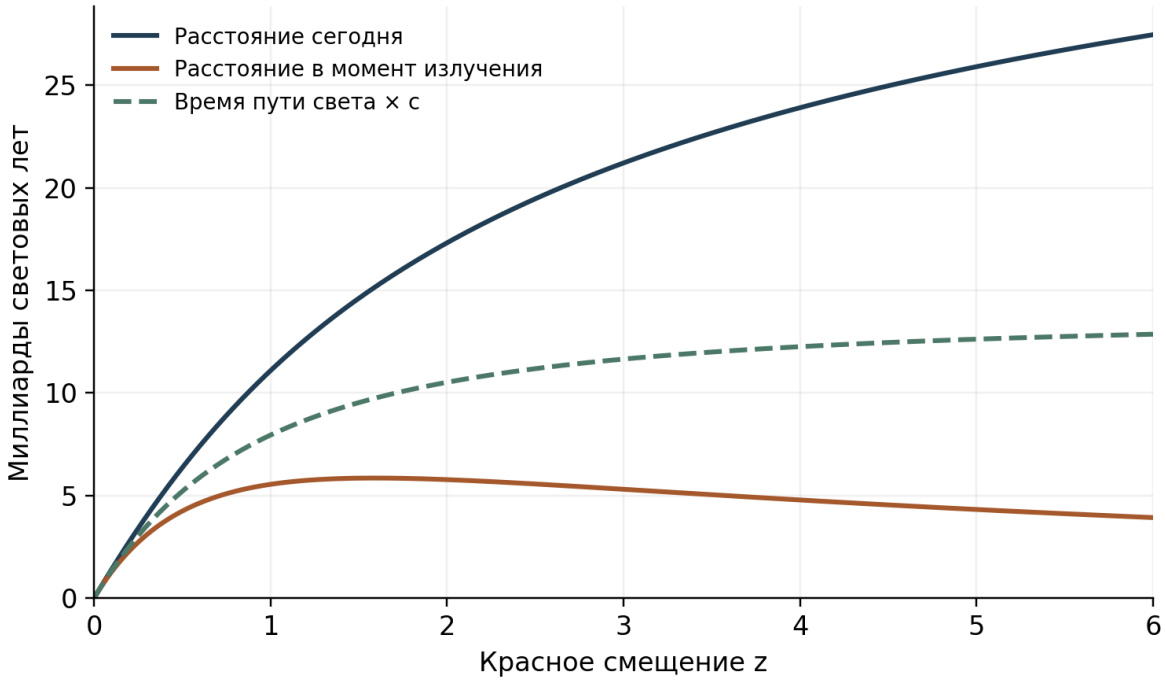


Рисунок 1. Разные меры расстояния в учебной плоской модели с излучением, материей и космологической постоянной. Параметры и способ вычисления приведены в математическом приложении. Кривые являются расчётом модели и не представляют новые наблюдательные данные.

Изменение энергии излучения вызывает следующий естественный вопрос: куда уходит энергия краснеющих фотонов? В общей теории относительности локальное сохранение энергии и импульса имеет точную математическую форму. Но перенос привычного понятия полной сохраняющейся энергии на произвольное динамическое пространство-время требует дополнительных условий, например подходящей симметрии во времени. У всей расширяющейся Вселенной такой глобальный энергетический счёт может не существовать в привычном виде.

Для однородного компонента локальное уравнение сохранения связывает изменение его плотности с расширением и давлением. Оно согласуется с указанными законами разрежения материи и излучения. Дополнительное утверждение, будто потерянная энергия обязана накопиться в отдельном космическом резервуаре, из него не следует. По той же причине популярная фраза о точно нулевой полной энергии Вселенной нуждается в определении модели и самой энергии.

Как это проверить

Большинство измерений расширения сравнивает объекты разных эпох: мы восстанавливаем историю по свету, пришедшему от разных источников. Можно поставить более прямую задачу — повторно измерить красное смещение одного и того же космологического источника через много лет. За прошедшее время изменилась геометрия, а значит, должно немного измениться и отношение масштабных факторов на концах пути света.

В однородной модели для сопутствующего источника дрейф красного смещения выражается через сегодняшний H_0 и значение H в эпоху излучения. Физическая идея такого измерения

разработана для спектров далёких квазаров: множество линий поглощения в межгалактическом газе создаёт подробный рисунок, который можно сравнивать между эпохами наблюдения. [10]

$$\frac{dz}{dt_0} = (1+z)H_0 - H(z)$$

Время t_0 отсчитывают часы наблюдателя. В формуле участвуют два конца пути света: пока мы ждём следующего спектра, меняется и момент приёма, и момент испускания дошедших до нас фотонов. Поэтому знак дрейфа нельзя приписать одному только ускорению источника. Для сравнения со спектрографом малое изменение z переводят в эквивалентный сдвиг скорости, умножая его на c/(1+z). В главе 8 мы вычислим такой сигнал для двух историй тёмной энергии.

Эффект очень мал. Успех зависит от долговременной стабильности шкалы длин волн, достаточного количества фотонов и контроля движений наблюдателя. Потребуются точные частотные эталоны, повторяемая обработка спектров и проверка изменений самого газа. Собственные ускорения отдельных систем могут маскировать космологический вклад, поэтому существенны ансамбль объектов и согласованная зависимость сигнала от красного смещения.

Измерение расширения таким способом входит в научные задачи спектрографа ANDES, разрабатываемого для Чрезвычайно большого телескопа ESO. На официальной странице проекта долговременная стабильность калибровки 0,02 м/с за десять лет указана как цель, а не достигнутая характеристика. Для такой работы нужны частотная гребёнка, связанная с атомным эталоном, и другие калибровочные источники: они позволяют следить за изменением самого прибора. [11] [12]

Первые серии наблюдений уже показывают масштаб задачи. В работе 2026 года группа ESPRESSO сравнила три эпохи спектроскопии квазара J052915.80−435152.0 на интервале около двух лет. Полученный дрейф −3,5 ± 3,6 м/с в год согласуется с нулём. Ошибка намного больше ожидаемого космологического эффекта; это проверка измерительной процедуры, а не обнаружение расширения данным методом. [13]

Дальнейшая работа начинается с расчёта сдвигов для сравниваемых моделей и переноса их в искусственные спектры с шумом, калибровочными и астрофизическими искажениями. Затем нужно установить, какие источники и интервалы наблюдений позволяют восстановить различие. Оценки длительности кампании зависят от яркости объектов и количества собранных фотонов; выбранный в учебном расчёте двадцатилетний интервал сам по себе не обещает обнаружения за двадцать лет. [14]

Результат полезен в любом случае, когда его чувствительность заранее установлена. Обнаруженная согласованная зависимость позволит проверить реконструкцию расширения другим способом. Отсутствие ожидаемого эффекта в доступном диапазоне поставит вопрос о конкретной модели или о контроле измерений. Уже здесь будущее космологии выглядит как определённая физическая работа: два тщательно сопоставленных наблюдения, разделённых временем, способны исследовать изменение самого космического масштаба.

Глава 4

Горячая история

Если проследить расширение назад, вещество в среднем становится плотнее, а излучение — горячее. Но одного движения уравнений в обратную сторону недостаточно, чтобы восстановить прошлое. Нужны сохранившиеся следы. В случае ранней горячей Вселенной такие следы обнаруживаются в составе вещества, в спектре реликтового излучения и в структуре его неоднородностей.

Сила этой картины заключается в связи разных эпох через проверяемую физику. Ядерные реакции, атомные переходы и распространение света оставили различные наблюдаемые последствия. Их можно сопоставлять. По мере углубления в прошлое доля экстраполяции растёт, поэтому полезно заранее отделить хорошо проверенную горячую историю от гипотез о том, что сделало её возможной.

Излучение помнит температуру

Тепловое излучение в равновесии имеет определённый спектр. Его форма связана с температурой и фундаментальными законами статистической физики. Когда такое излучение распространяется в расширяющейся Вселенной без существенного нового энерговыделения, длины волн увеличиваются согласованно. Спектр сохраняет тепловую форму, а температура уменьшается обратно пропорционально масштабному фактору.

Поэтому ранняя горячая стадия предсказывает не просто наличие слабого фонового свечения. Она связывает его спектральную форму, современную температуру и температуру в более ранние эпохи. Сегодняшняя температура реликтового излучения измерена по его спектру; в анализе Фиксена согласованная оценка составила 2,72548 ± 0,00057 кельвина. Это конкретное измерение температуры, а не самостоятельное измерение возраста Вселенной. [5]

Можно ли проверить, было ли это излучение горячее раньше? Для этого не требуется отправлять термометр в прошлое. В далёких газовых облаках молекулы взаимодействуют с окружающим излучением. Населённости их энергетических уровней влияют на линии поглощения в свете более далёкого квазара. Если учесть столкновения и местное излучение, такие уровни могут служить космическим термометром.

Именно этот принцип использован в наблюдениях возбуждения молекул угарного газа в далёких системах поглощения. Полученные результаты согласуются со стандартным повышением температуры с красным смещением. У данного метода есть собственные астрофизические неопределённости, но он проверяет историю температуры через физику, отличающуюся от сегодняшнего измерения всего микроволнового неба. [15]

Как возникли первые лёгкие ядра

В ранней плазме реакции шли достаточно быстро, чтобы частицы могли многократно взаимодействовать за время заметного изменения условий. По мере расширения плотность и температура уменьшались. Наступали моменты, когда определённая реакция уже не успевала поддерживать прежнее равновесие. Её след сохранялся в виде состава вещества или распределения частиц.

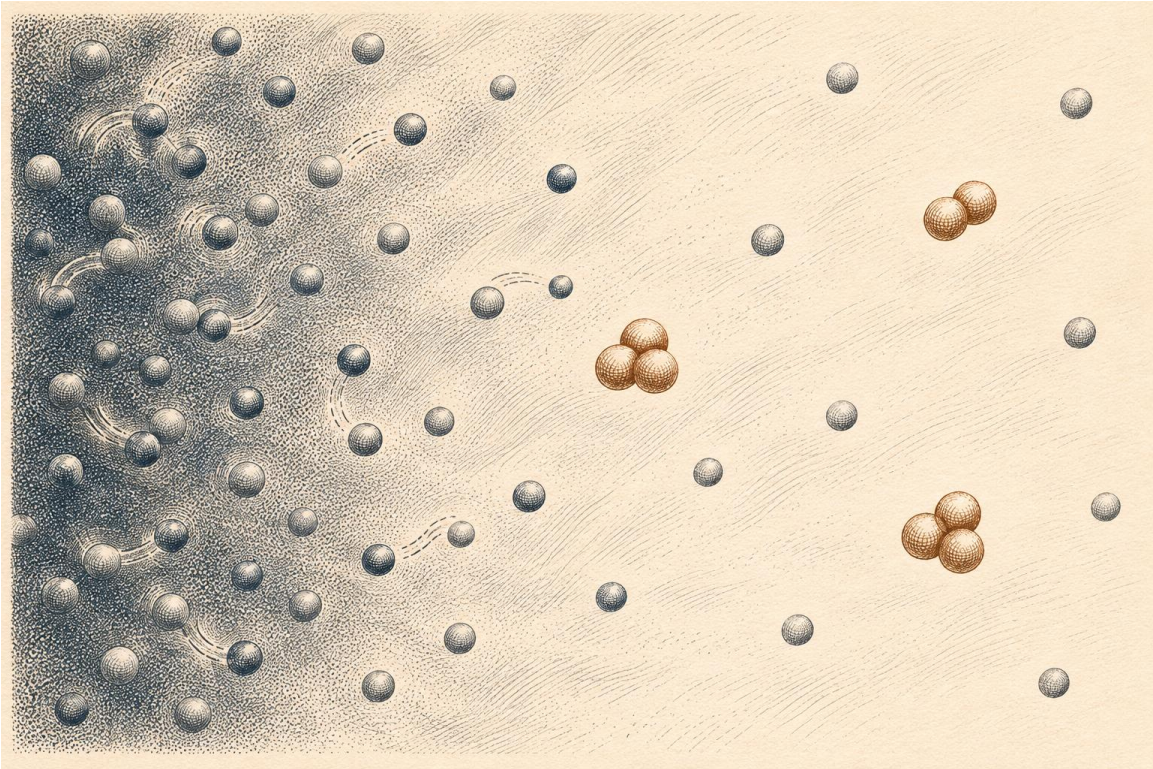
Здесь сравниваются два физических времени. Одно — среднее время между нужными реакциями для частицы, другое — время заметного расширения среды, порядка 1/H. Пока первое намного короче второго, столкновения успевают приспосабливать состав к меняющейся температуре. Когда они становятся слишком редкими, прежнее равновесие нарушается. Так называемое замерзание реакции не означает, что частицы перестают двигаться или что все реакции выключаются одновременно. Каждый процесс имеет свою скорость и оставляет свой след. [16]

В первые секунды горячей истории особое значение имело соотношение нейтронов и протонов. Слабые взаимодействия переводили одни частицы в другие, затем стали отставать от расширения. Свободные нейтроны продолжали распадаться. Устойчивое накопление дейтерия и основной синтез лёгких ядер относятся уже к первым минутам горячей истории. Современные расчёты этой последовательности используют сеть реакций, измеренные сечения и время жизни нейтрона. [16]

Почему ядра не возникли сразу, как только средняя энергия частиц стала меньше энергии их связи? У теплового распределения есть высокоэнергетический хвост. Кроме того, фотонов намного больше, чем барионов. Поэтому даже небольшая доля достаточно энергичных фотонов могла разрушать только что образовавшийся дейтерий. Лишь после дальнейшего охлаждения цепочка синтеза получила возможность эффективно продолжиться.

Почти все сохранившиеся к этому времени нейтроны оказались в ядрах гелия-4. Простая оценка показывает причину большого количества первичного гелия. Если на один нейтрон приходится примерно семь протонов, то два нейтрона вместе с двумя протонами образуют одно ядро гелия из первоначальных шестнадцати нуклонов. На гелий приходится около четверти их массы. Более точный результат зависит от реальных скоростей реакций и времени распада нейтронов.

Вселенная при этом не превратила всё вещество в тяжёлые элементы. Расширение быстро снижало плотность, а свойства лёгких ядер ограничивали пути дальнейшего синтеза. Образование многих тяжёлых элементов связано уже с последующей эволюцией звёзд и другими астрофизическими процессами. Для космологии особенно ценны остаточные количества лёгких ядер, чувствительные к ранним условиям.



Гравюра 5. Когда ранняя плазма оставляет лёгкие ядра. По мере расширения менялись плотность, температура и соотношение времени реакций с временем эволюции среды. После преодоления дейтериевого препятствия стало возможным эффективное образование лёгких ядер. Здесь показан только качественный переход от частиц к небольшим связанным группам; состав, скорости реакций и выход элементов рассчитываются по ядерной сети.

Два способа измерить одно содержимое

Содержание дейтерия зависит от плотности обычного вещества в ранней Вселенной. Чем чаще происходят соответствующие ядерные реакции, тем иначе меняется его остаточная доля. Но измерять первичный дейтерий приходится намного позднее. Газ мог пройти через звёзды, смешаться с другим веществом или оказаться в сложной системе поглощения.

Поэтому наблюдатели ищут сравнительно мало переработанные газовые облака и исследуют несколько линий одного и того же поглотителя. Изотопический сдвиг позволяет различать водород и дейтерий. Нужно проверить, не имитирует ли слабую линию дейтерия водород из другой компоненты с иной скоростью. Точная спектроскопия и единая модель облака здесь определяют качество космологического вывода. Однопроцентная оценка, полученная Куком, Петтини и Стайделом в 2018 году, служит примером того, как небольшая тщательно изученная выборка может давать сильное ограничение. [17]

Другой физический канал для определения плотности обычного вещества даёт реликтовое излучение. До последнего рассеяния фотоны и заряженное вещество образовывали связанную среду, в которой распространялись колебания. Количество барионов влияло на их динамику. Поэтому характерная структура температурных и поляризационных спектров несёт информацию о той же физической величине, которая участвовала в ядерных реакциях гораздо раньше. При строгой проверке самого нуклеосинтеза необходимо также учитывать, не была ли предсказанная им доля гелия заранее использована в анализе реликтового излучения. Независи-

мую проверку проводят, разрешая этой доле изменяться и сохраняя общие неопределённости. [6]

Сопоставление двух эпох требует согласованного перехода от плотностей тогда к сегодняшним параметрам. Если между ними произошло существенное добавление энергии, изменение состава или необычное нарушение принятого закона эволюции, это могло бы испортить согласие. Такая проверка связывает физику ядер с космологической геометрией и даёт возможность искать новые компоненты, почти недоступные прямому наблюдению.

Представим дополнительную лёгкую частицу, почти не взаимодействующую с обычным веществом. Если в ранней Вселенной таких частиц было много и они двигались релятивистски, их энергия участвовала бы в определении темпа расширения. Ядерным реакциям досталось бы другое время для протекания при каждой температуре. При неизменных остальных условиях более быстрое расширение, например, способно изменить момент прекращения эффективных взаимопревращений нейтронов и протонов и последующий выход гелия.

Таким образом, частица может оставлять след, даже не попадая в наш детектор. Но величина следа зависит от её ранней населённости. Одно лишь существование вида частиц ещё не сообщает, сколько энергии он нёс. Для космологического ограничения необходимо задать механизм рождения, температуру соответствующего сектора и возможные распады. Это объясняет, почему лабораторное ограничение на взаимодействие и космологическое ограничение на плотность являются разными частями одной проверки.

Сравнение с реликтовым излучением добавляет временное различение. Компонент мог существовать при нуклеосинтезе и распасться до последнего рассеяния либо перейти в другой режим движения. Чтобы такая версия стала объяснением, надо рассчитать обе эпохи с одной историей частиц. Свобода выбирать для них независимые плотности уничтожила бы предсказательную связь.

Где заканчивается установленная история

В этой картине остаются реальные трудности. Известная проблема лития состоит в несоответствии стандартного предсказания и содержания лития, выводимого из наблюдений некоторых старых бедных тяжёлыми элементами звёзд. Для интерпретации необходимо учитывать изменение состава звёзд, перенос вещества и неопределённости спектрального анализа. Возможность новой физики обсуждается, но сам факт несогласия не выбирает её автоматически. [16]

Точность предсказаний дейтерия тоже зависит от ядерных данных. Улучшение одной реакции не гарантирует исчезновения остальных неопределённостей. Когда астрономическое измерение становится точнее, прежде малозаметная ошибка в скорости другой реакции может начать определять итог. Программа проверки раннего космоса поэтому включает обычную лабораторную ядерную физику, в которой экспериментатор управляет пучком частиц и составом мишени.

Чем раньше рассматриваемая эпоха, тем важнее границы применимости теории. Ускоритель может подтвердить свойства взаимодействия при высокой энергии. Но космологическое использование этого результата дополнительно предполагает определённую плотность, состав среды и историю расширения. В лаборатории воспроизводится конкретный процесс. Вся кос-

мологическая обстановка восстанавливается через модель и сохранившиеся наблюдательные следы.

Если продолжить классическое решение далеко назад, можно прийти к режиму чрезвычайно большой плотности и кривизны. Это указывает на предел, где необходимо проверить применимость использованных уравнений. Само существование такого предела не является наблюдением абсолютного рождения времени. Более ранняя стадия, квантовый переход или иное описание остаются предметом самостоятельных исследований.

Термин «Большой взрыв» поэтому удобно употреблять с уточнением. Горячая история означает расширение и охлаждение ранней плазмы, поддержанные несколькими наблюдательными проверками. Предположение об абсолютном начале относится к более сильному утверждению. Данные о лёгких элементах сохраняют свою ценность при разных гипотезах о том, как возникла горячая стадия, если эти гипотезы воспроизводят необходимые условия к моменту нуклеосинтеза.

След первой секунды

У горячей истории должен существовать ещё один свидетель — космический нейтринный фон. Нейтрино рождаются также в Солнце, сверхновых и земных установках, но здесь речь о частицах, населявших раннюю горячую среду. Их космологический смысл определяется именно происхождением и последующей эволюцией распределения. Обнаружение любого нейтрино не является обнаружением этого фона, как регистрация обычного радиофотона ещё не означает измерения реликтового микроволнового излучения.

В ранней плазме слабые взаимодействия поддерживали обмен энергией между нейтрино и другими частицами. По мере охлаждения этот обмен переставал успевать за расширением. Характерная эпоха относится к первым секундам стандартной горячей истории, при температурах порядка мегаэлектронвольта. Это не мгновенное отключение одной реакции и не измерение абсолютного возраста пространства. Фон сохраняет сведения об условиях расцепления и о последующих воздействиях, которые могли изменить число частиц, их импульсы или движение.

Простейшая оценка температуры получается из сохранения энтропии. После идеализированного мгновенного расцепления аннигиляция электронов и позитронов преимущественно нагревает фотоны относительно уже отделившихся нейтрино. В фотонно-электронной среде эффективное число степеней свободы, участвующих в энтропии, меняется с 11/2 до 2. Температура масштабируется как обратный кубический корень этого числа, дополнительно к космологическому охлаждению. Получается известное отношение:

$$T_{\nu,0} = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} T_{\gamma,0} \simeq 1.945\ \mathrm{K}.$$

Для численного примера использовано $T_{\gamma,0}$ = 2,72548 кельвина из приведённого выше измерения; вычисленный коэффициент равен примерно 0,71377. Это идеализированная оценка, а не прямое измерение современной температуры нейтрино. Для массивных частиц, ставших нерелятивистскими, величина $T_{\nu,0}$ обозначает масштаб сохранившегося распределения импульсов. Её нельзя без дополнительного пересчёта понимать как обычную кинетическую температуру газа, определяемую средней энергией движения.

Точный расчёт расцепления требует кинетических уравнений, учёта столкновений, осцилляций между ароматами и свойств плазмы. Фотоны и нейтрино отделяются не полностью мгновенно, поэтому простой температурный закон имеет поправки. В расчёте Фрустей, Питру и Вольпе 2020 года получено эффективное число релятивистских нейтринных степеней свободы $N_{eff} = 3{,}0440$. Отличие от трёх описывает поправку к плотности энергии, а не открытие дробного числа частиц. [18]

Параметр N_{eff} вообще удобен как единая мера энергии релятивистского сектора относительно фотонов. Разные наборы частиц и температур могут давать одинаковое значение. Поэтому измерение только этой величины не определит взаимодействия нейтрино. Чтобы узнать больше, требуется использовать не только среднюю плотность, но и поведение возмущений: как вещество переносило энергию между областями и изменяло окружающее гравитационное поле.

Свободно распространяющиеся релятивистские нейтрино движутся иначе, чем связанная фотонно-барионная плазма. Их возмущения изменяют гравитационные потенциалы, которые воздействуют на акустические колебания этой плазмы. Возникает характерный сдвиг фазы колебаний. Это отличается от простого изменения углового размера всей картины из-за геометрии. Башинский и Селжак вывели соответствующий физический механизм и показали его диагностическое значение при заданных адиабатических начальных условиях. [19]

В 2015 году Фоллин, Нокс, Миллеа и Пан сообщили об обнаружении ожидаемого фазового следа в температурном спектре реликтового излучения. Это пример косвенного свидетельства поведения космических нейтрино: детектор измеряет фотоны, а вывод о нейтрино получается через гравитационное воздействие. Такой результат следует отличать и от измерения нейтринной массы, и от прямого захвата частицы реликтового фона в лаборатории. [20]

Для следующего исследования можно сравнить две определённые истории. В первой нейтрино свободно распространяются после стандартного слабого расцепления. Во второй дополнительное упругое взаимодействие между ними дольше поддерживает столкновения, сохраняя близкую среднюю плотность энергии. Подобные варианты давно исследуются. Например, Сир-Расин и Сигурдсон рассмотрели эффективную силу нейтринного самовзаимодействия G_{eff} и её отражение в космологических возмущениях. [21]

В режиме контактного взаимодействия с тяжёлым посредником для релятивистских нейтрино характерная скорость столкновений имеет температурную зависимость $\Gamma_\nu \propto G_{eff}^2 T_\nu^5$ в единицах, где c, $\hbar$ и k_B равны единице. Коэффициент и угловой отклик зависят от принятой микроскопической модели. Для вычисления недостаточно произвольно передвинуть время расцепления: нужно задать столкновительный член, проверить режим применимости приближения и проследить иерархию угловых возмущений распределения. [21]

Эта постановка не предполагает, что сильное самовзаимодействие сейчас требуется данными. В опубликованной в 2025 году работе Камарены и Сир-Расина совместное рассмотрение выбранных данных реликтового излучения и распределения галактик существенно ограничило простой вариант такой космологии. Результат относится к исследованной модели и наборам данных. Он показывает, почему новую версию надо проверять сразу несколькими наблюдаемыми, а не предъявлять удачную подгонку отдельного спектра. [22]

Особенно полезно заранее подобрать истории с близкой средней энергией релятивистского сектора. Тогда различие фаз и поляризации проверяет характер движения, а не только добав-

ление новой энергии. Одновременно следует разрешить изменение стандартных космологических параметров и доли гелия. Иначе жёстко зафиксированная вспомогательная величина может искусственно усилить видимость различия. Итоговая задача состоит в поиске параметров столкновений, которые остаются различимыми после такого совместного сравнения.

Прямое исследование фона требует иного прибора. Один из изучаемых путей — захват нейтрино тритием с образованием гелия-3 и электрона:

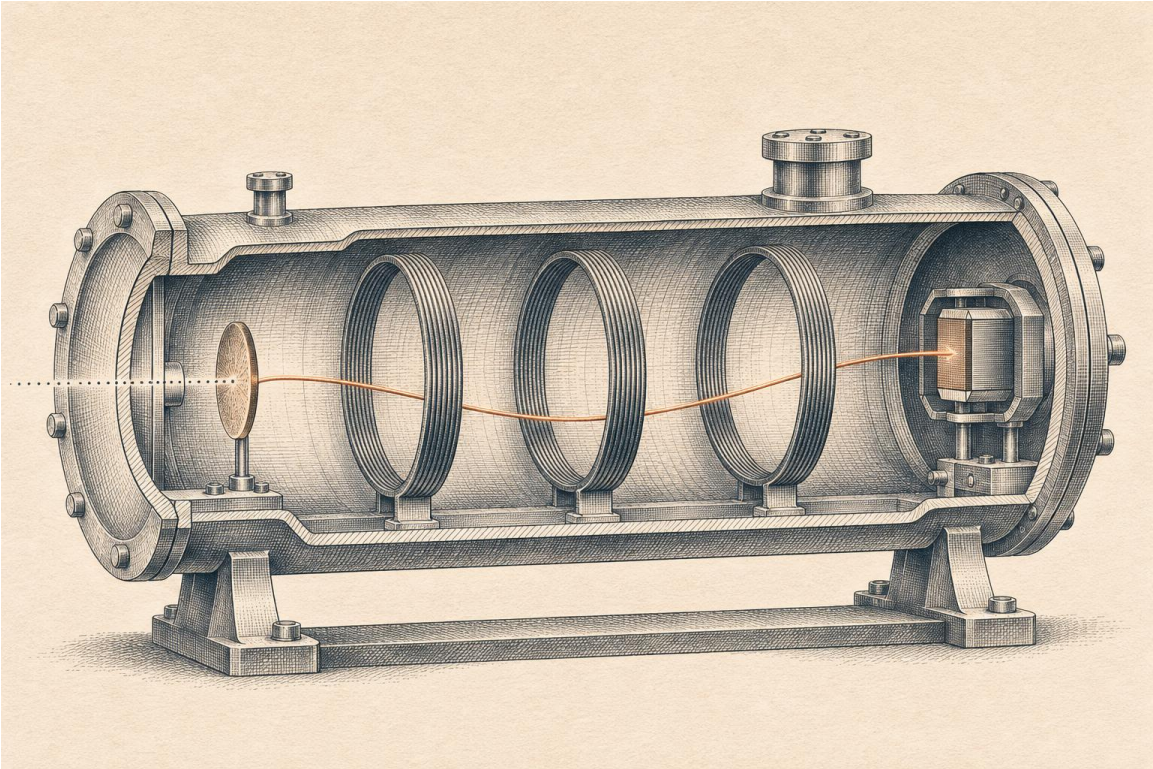
$$\nu_e + {}^3\mathrm{H} \longrightarrow {}^3\mathrm{He} + e^-.$$

Захват способен породить электрон с энергией выше окончания обычного бета-спектра. Для почти одинаковых нерелятивистских масс характерное расстояние между сигналом и бета-концом составляет приблизительно $2mvc^2$. При разных массах необходимо рассчитывать несколько вкладов с весами смешивания. Частота событий зависит также от локальной плотности, спиральности и природы нейтрино; эти зависимости подробно разобраны Лонгом, Лунардини и Сабанджиларом. [23]

Исследовательская программа PTOLEMY рассматривает развитие установки для такого захвата. Опубликованные оценки связывают её возможности с массой мишени, энергетическим разрешением и фоном. Между физически разрешённой реакцией и надёжным космологическим измерением лежит проверка реального отклика: как тритий связан с материалом, что расширяет электронную линию, как электроны теряют энергию и насколько стабильно определяется её шкала. Проектные оценки не являются сообщением об обнаружении реликтовых нейтрино. [24]

В использованном официальном описании PTOLEMY представлено строительство прототипа магнитной системы и электромагнитного фильтра. Ближайшая инженерная цель состоит в проверке отбора и измерения электронов с нужными свойствами. Такой этап следует отдельно учитывать в плане исследования, не подменяя его проектной оценкой возможностей полной установки. [25]

Даже успешный захват не даст безусловную фотографию первой секунды. Современное гравитационное скопление нейтрино может менять плотность около Земли, а свойства масс — преобразование этой плотности в темп захвата. Поэтому лабораторный и космологический каналы ценны совместно: первый проверяет частицы непосредственно, второй ограничивает раннюю энергию и распространение. Их несогласие станет интересным лишь после расчёта всей цепочки, соединяющей оба измерения.



Гравюра 6. От нейтринной мишени к электронному сигналу. В изучаемом способе прямого поиска нейтрино захватывается тритием, а измеряется энергия появившегося электрона. Условная компоновка соединяет мишень, перенос электронов и детектор. Она не воспроизводит конструкцию конкретного проекта: возможность выделить реликтовый сигнал определяется энергетическим разрешением, фоном, свойствами мишени и устойчивостью калибровки.

Как это проверить

Первый путь проходит через лабораторию. В реакции захвата протона дейтерием образуется гелий-3 и испускается гамма-квант. Измерив вероятность реакции при нужных энергиях, можно уменьшить неопределённость расчёта первичного дейтерия. Эксперимент LUNA использовал протонный пучок, газовую мишень и регистрацию гамма-излучения в подземной лаборатории, где космический фон значительно ослаблен. Это конкретный пример того, как измерение на Земле уточняет вывод о первых минутах космической истории. [26]

Дальнейшая задача включает согласованное улучшение всей важной сети реакций, контроль свойств мишени, эффективности детектора и энергетической шкалы. Затем обновлённую сеть нужно сравнить с независимыми наблюдениями дейтерия и гелия, не подгоняя каждую реакцию к желаемой космологической плотности. Особенно полезно публиковать корреляции ошибок: несколько хорошо измеренных величин могут сохранять общую систематическую неопределённость.

Второй путь исследует отклонения спектра реликтового излучения от тепловой формы. Дополнительное выделение энергии в ранней среде способно оставить спектральный след, если процессы восстановления равновесия уже недостаточно эффективны, чтобы полностью его стереть. По форме и величине искажения можно ограничивать время и механизм энерговыделения. Однако один спектральный компонент может иметь несколько источников, включая обычные астрофизические процессы.

Физически нужен абсолютный спектрометр с точным внутренним источником сравнения, широким частотным покрытием и контролем собственного излучения прибора. Многочастотные наблюдения позволяют отделять галактическую пыль и другие передние планы. Инструментальный концепт PIXIE показывает, как спектроскопия и поляриметрия могут объединяться в такой задаче; опубликованные проектные возможности следует отличать от уже полученной чувствительности действующей миссии. [27]

Конкретная исследовательская работа начинается с выбора процесса: например, распада частицы с заданными временем жизни и долей энергии. Далее рассчитываются изменения состава плазмы, первичных элементов и спектра излучения. Модель должна пройти эти проверки с одними параметрами. Сигнал в одном канале при запрещённом эффекте в другом не даёт согласованного объяснения.

Положительный результат потребует проверить спектральную форму, частотную калибровку и альтернативные источники. Отсутствие искажения ограничит энерговыделение лишь в тех эпохах и каналах, к которым чувствителен эксперимент. Совсем ранний процесс мог быть термализован; слишком слабый останется за порогом прибора. Именно расчёт этих границ превращает обещание «увидеть начало» в определённую задачу.

Нейтринная часть программы начинается с воспроизведения стандартного расчёта и одной опубликованной модели столкновений. Затем на общей сетке параметров вычисляют температурный, поляризационный и перекрёстный спектры реликтового излучения, сохраняя связь с нуклеосинтезом. Если гипотеза с фиксированным ненулевым взаимодействием требует фазового и поляризационного рисунка, который не помещается в данные после изменения разрешённых параметров, эта версия отвергается. Нулевой результат ограничивает диапазон взаимодействия; он не запрещает любое скрытое нейтринное взаимодействие.

Для прямого захвата первым результатом должно стать измеренное распределение отклика на электроны известной энергии вместе с фоном и устойчивостью шкалы. Его сворачивают с предсказанными линиями и бета-спектром для конкретных масс и локальной плотности. Так получают проверяемые требования к следующему прибору. Без достаточного разрешения отсутствие отдельной линии не опровергает космический нейтринный фон. Обе ветви работы могут дать содержательный результат до обнаружения: допустимую историю свободного распространения и обоснованную границу достижимости прямой регистрации.

Горячая история связывает ядерные реакции, излучение и движение слабовзаимодействующих частиц. После образования нейтральных атомов появляется ещё один возможный источник сведений — сам космический водород до рождения первых звёзд. Его радиосигнал способен продолжить эту историю к эпохе, когда из ранних неоднородностей начинает складываться будущая структура мира.

Глава 5

Вселенная до первых звёзд

После образования нейтральных атомов Вселенная ещё долго обходилась без звёздного света. В ней уже существовали неоднородности, газ двигался в гравитационных полях, а самые плотные области постепенно готовились к дальнейшему сжатию. Между хорошо исследованным реликтовым излучением и наблюдаемыми галактиками лежит эпоха, существенная часть которой пока восстанавливается по теории. Именно здесь можно попытаться увидеть рост структуры до того, как звёзды начали нагревать и перерабатывать окружающее вещество.

Название «тёмные века» описывает отсутствие многочисленных светящихся объектов. Оно не означает отсутствия излучения или физических процессов. Реликтовые фотоны продолжали заполнять пространство. Нейтральный водород мог изменять их поток в узкой спектральной линии. Принцип исследования этого сигнала до появления первых звёзд был количественно разработан, в частности, Лёбом и Залдарриагой. Поэтому новый исследовательский шаг следует искать в определённой проверке моделей и её осуществимости, а не в объявлении самого водорода неизвестным космическим зондом. [28]

Эта глава связывает горячую историю с вопросом о природе тёмной материи. Можно ли по раннему газу установить, почему на некотором масштабе мало неоднородностей? Были ли они слабы с самого начала, или уже возникший рисунок сгладило движение частиц? Чтобы различить причины, придётся последовательно понять атомный сигнал, его космологическое изменение и ограничения самого измерения.

Атом как радиопередатчик

У основного состояния водорода есть два близких по энергии подуровня, связанных с взаимной ориентацией спинов электрона и протона. Переход между ними соответствует длине волны около 21 сантиметра в системе покоя атома. В космологической задаче важен коллективный эффект огромного количества атомов: их взаимодействие с фоновым излучением создаёт слабое изменение радиояркости на определённой частоте.

Три температуры выполняют здесь разные роли. Кинетическая температура характеризует движение частиц газа. Температура реликтового излучения описывает окружающее фотонное поле. Спиновая температура задаётся отношением населённостей двух подуровней водорода. Она показывает, как атомы поглощают и испускают фотоны этой линии, и не обязана совпадать с температурой движения атомов. Соотношение температур меняется вследствие конкуренции столкновений и взаимодействия с излучением.

В простом однородном участке, если фоном служит реликтовое излучение, наблюдаемую разность яркостных температур можно записать через спиновую температуру T_s, температуру фона T_γ и оптическую толщину линии τ_{21}. Последняя характеризует вероятность взаимодействия излучения с газом вдоль рассматриваемого пути. Эта запись следует из переноса излучения через слой и учитывает космологическое уменьшение яркостной температуры:

$$\delta T_b = \frac{T_s - T_\gamma}{1+z}\left(1 - e^{-\tau_{21}}\right).$$

Отрицательная разность означает поглощение относительно фона, положительная — дополнительную яркость. При равенстве T_s и T_γ газ может существовать и иметь неоднородности, хотя средний контраст линии исчезает. Поэтому отсутствие сильного среднего сигнала ещё не измеряет количество водорода. В точном расчёте учитываются также неоднородности оптической толщины, скоростей и температуры; линейный анализ такого переноса выполнен Льюисом и Чаллинором. [29]

После ослабления тепловой связи с реликтовыми фотонами газ способен охлаждаться быстрее излучения. Пока столкновения достаточно хорошо связывают спиновую температуру с температурой газа, возникает поглощение. При дальнейшем разрежении столкновения становятся менее эффективными, и различие спиновой температуры и температуры фона уменьшается. Так обычная атомная физика создаёт меняющийся во времени радиосигнал ещё до появления звёзд. [28]

Когда загораются первые источники, картина усложняется: их излучение меняет населённости уровней, нагревает газ и постепенно ионизует его. Эту стадию называют космическим рассветом. Она тоже интересна, но отвечает уже на дополнительные вопросы о свойствах источников. Для нашей задачи нужно заранее указать интервал, в котором их вклад допустимо считать малым, и проверить это допущение при изменении модели.

Частота становится указателем эпохи

Атомы взаимодействовали с фотонами на известной частоте, но до наблюдателя они приходят после космологического растяжения длины волны. Если пренебречь собственными скоростями газа, связь проста:

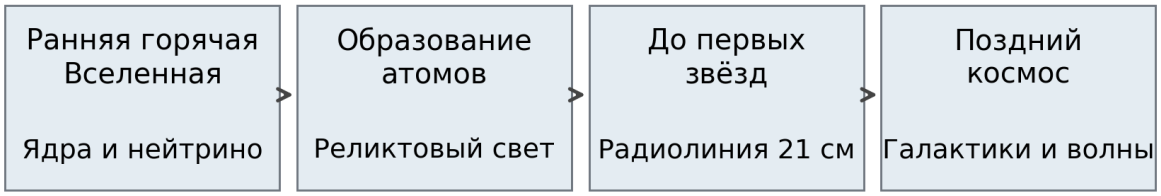
$$\nu_{\rm obs} = \frac{\nu_{21}}{1+z}, \qquad \nu_{21} \simeq 1420.4\ \text{MHz}.$$

При красном смещении z = 30 получается около 45,82 мегагерца, при z = 50 — 27,85, при z = 100 — 14,06. Эти значения действительно вычислены для книги по указанной формуле. Они показывают нужный частотный диапазон; из них нельзя вывести чувствительность антенны, время наблюдений или вероятность обнаружения. Ни поток переднего плана, ни шум прибора в таком преобразовании не участвуют.

Наблюдая разные частоты, можно обращаться к разным слоям прошлого. Угловое положение на небе даёт две координаты, а частота добавляет сведения о красном смещении. Переход к расстоянию требует космологической модели, собственные скорости вносят поправку, и конечная ширина канала смешивает соседние слои. Получаемый объём относится к нашему прошлому световому конусу: более далёкие области наблюдаются в более раннем состоянии.

Эта особенность одновременно полезна и опасна. Она позволяет сравнивать статистику структуры в нескольких эпохах, но запрещает без поправок считать весь наблюдаемый объём одним мгновенным снимком. Если внутри широкой полосы заметно меняются средняя температура и скорость роста возмущений, обработка должна учитывать эволюцию. Иначе часть временного изменения ошибочно попадёт в пространственную структуру.

Место водородного сигнала среди других космических следов теперь становится яснее. Нейтринный фон связан с гораздо более ранним прекращением эффективного обмена с плазмой; реликтовые фотоны несут картину эпохи последнего рассеяния; линия водорода добавляет последующие слои до звёзд. Эти наблюдаемые не являются тремя фотографиями одинакового типа. Каждый канал запоминает свои процессы, а его связь с эпохой задаётся собственной физикой переноса.



Состав лёгких ядер	Ядерные реакции и темп расширения
Нейтринный фон	Косвенно через CMB; прямой захват — задача
Карты и спектр CMB	Ранняя плазма и сохранившиеся следы
Томография 21 см	Плотность и температура нейтрального газа
Гравитационные волны	Источник и последующая история переноса
Расстояния и дрейф	Геометрия позднего расширения

Схема носителей информации; ширина этапов не задаёт длительность.
Доступ к ранней эпохе зависит от модели переноса и сохранности сигнала.

Рисунок 2. Носители сведений о разных этапах космической истории. Схема показывает последовательность и физические роли, а не точные длительности или достигнутую чувствительность. Нейтринный фон имеет косвенные свидетельства; прямой захват и томография тёмных веков остаются задачами. Гравитационные волны могут нести информацию о разных эпохах в зависимости от источника и переноса.

От средней яркости к устройству пространства

В первом варианте опыта измеряется усреднённый по небу спектр. Он рассказывает о средней тепловой истории и составе газа. Во втором восстанавливаются различия между направлениями и частотами. Они позволяют исследовать статистику неоднородностей. Современные расчёты перспектив тёмных веков рассматривают эти два режима отдельно: получение точной

карты требует иных размеров и возможностей установки, чем поиск среднего спектрального профиля. [30]

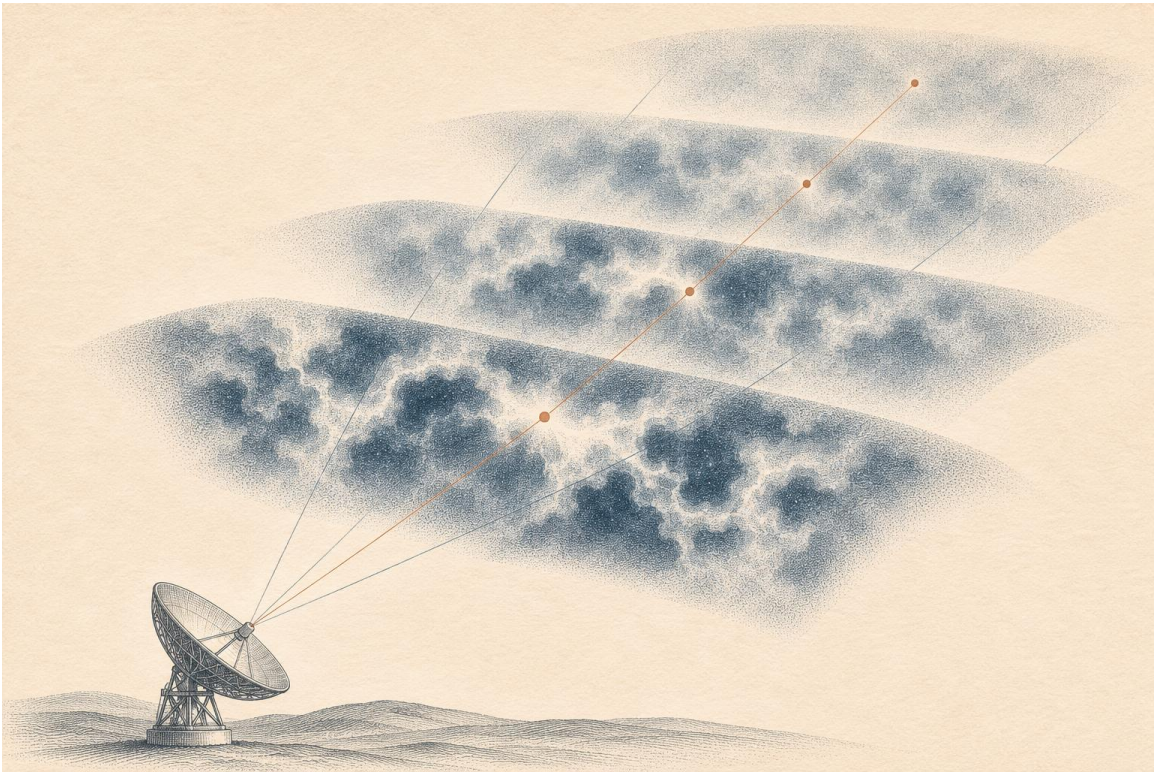
Среднее значение и разброс отвечают на разные вопросы. Два газа могут иметь одинаковую среднюю температуру, но совершенно разное распределение плотных и разреженных участков. Поэтому обнаружение среднего поглощения само по себе ещё не даёт спектра малых возмущений. Для его измерения необходимо установить, насколько согласованно меняется радиояркость при переходе между точками с определённым пространственным разделением.

Удобная статистика такого рисунка — спектр мощности P_{21}. Он распределяет среднюю величину колебаний яркости по пространственным масштабам. Большое сопутствующее волновое число k соответствует малому масштабу. Дополнительно возникает зависимость от направления относительно луча зрения: движение газа меняет наблюдаемую частоту и тем самым видимое радиальное расположение неоднородностей. Одна и та же физическая структура может поэтому выглядеть различно вдоль и поперёк луча.

Пусть q обозначает косинус угла между волновым вектором и лучом зрения, а ζ — первичное возмущение кривизны. В ограниченном линейном описании с одной адиабатической начальной модой яркость пропорциональна ζ. Если использовать одинаковую фурье-нормировку, отсюда следует:

$$P_{21}(k,q,z) = |\mathcal{R}_{21}(k,q,z)|^2 \, P_\zeta(k).$$

Величина R_{21} объединяет рост плотности, движение и тепловой отклик газа; её единицы задаются выбранными единицами яркостной температуры. Формула выражает обычное свойство линейного отклика. При нескольких независимых исходных компонентах вместо одного произведения нужна сумма с взаимными корреляциями, а при существенной нелинейности возникают дополнительные члены. Уже простая запись показывает основную трудность: одно измеренное произведение не определяет по отдельности начальный рисунок и последующую динамику.



Гравюра 7. Частота раскрывает разные слои прошлого. В идее томографии линии 21 сантиметра направление на небе и частота связываются с распределением радиояркости. Условные слои относятся к разным эпохам нашего прошлого светового конуса. Их нельзя без поправок объединять в мгновенный снимок: переход к расстоянию требует модели, а скорости газа и конечная ширина каналов изменяют восстановление.

Газ хранит собственную историю

Ранний водород привлекателен тем, что до звёзд не требуется описывать сложную совокупность источников излучения. Но его нельзя считать неподвижным экраном для тёмной материи. У газа есть давление, остаточная ионизация и тепловая инерция. Разная плотность влияет на столкновения, а значит — на связь спиновой температуры с движением частиц. Поэтому даже одинаковая гравитационная неоднородность не всегда даёт одинаковую яркость.

Особенно существенна относительная скорость обычного вещества и холодной тёмной материи после рекомбинации. Она меняет рост малых возмущений и связывает их статистику с более крупными областями. Али-Хаймуд, Меербург и Юань показали, что этот эффект отражается в сигнале 21 сантиметра на разных масштабах. Искать экзотическое подавление мощности следует после включения такого обычного вклада в базовый расчёт. [31]

Для нашей постановки это означает, что сравнивать нужно целые физические состояния. Одного совпадения плотности недостаточно: следует проверить скорости, газовую температуру и их взаимные корреляции. Если две версии согласованы только по плотности, дальнейшее расхождение может оказаться следствием неполного начального условия. Оно будет реальным результатом вычисления, но не тем различием механизмов, которое исследователь намеревался проверить.

Можно обратиться и к тройным корреляциям — биспектру. Они описывают связи между тремя модами, образующими треугольник волновых векторов, и добавляют сведения к обыч-

ному спектру мощности. Однако нелинейный рост и сама зависимость яркости от свойств газа создают тройные корреляции даже при гауссовом первичном поле. Работа Муньоса, Али-Хаймуда и Камионковского показывает необходимость учитывать этот вторичный вклад при поиске первичной негауссовости. [32]

Поэтому обещание «добавить биспектр и решить вырождение» требует отдельного расчёта. Нужно показать, какой его компонент связывает модели иначе, чем мощность, и сохраняется ли это различие после оценки газовых параметров. Если две версии задают одинаковую доступную статистику полного состояния и дальше подчиняются одинаковым уравнениям, новое название статистики само по себе не создаст отсутствующих сведений.

Два происхождения одного дефицита

Определим ограниченный проект. В версии A тёмная материя холодная, а первичный спектр плавно подавлен на малых масштабах. Для первого вычисления можно задать положительную феноменологическую форму:

$$P_\zeta^A(k) = P_{\zeta,0}(k)\exp[-(k/k_c)^p], \qquad k_c > 0, \quad p > 0.$$

Здесь k_c определяет положение среза, p — его резкость, а $P_{\zeta,0}$ — выбранный гладкий опорный спектр. Это удобная исследовательская параметризация, не новая теория происхождения возмущений. Она ещё не объясняет, какой ранний механизм создал срез. Проверка сначала выясняет, способен ли сам наблюдательный канал различить такое начальное условие и другую причину потери малой структуры.

В версии B первичный спектр оставляют гладким, но выбирают конкретный тепловой реликт тёмной материи с заданным распределением импульсов. Быстрое движение частиц сглаживает малые неоднородности. Этот физический механизм давно исследуется в моделях тёплой тёмной материи; работа Боде, Острайкера и Турока служит одним из первичных примеров. Здесь масса, распределение и вклад компонента должны быть связаны выбранной моделью, а не подбираться независимо для каждого красного смещения. [33]

Сначала параметры обеих версий выбирают так, чтобы их измеряемая мощность была близка в одной опорной эпохе и в заранее указанном диапазоне масштабов. Затем сравнивают остальные эпохи, направление колебаний относительно луча зрения и, при достаточной теоретической точности, тройные корреляции. Проверяемое предположение состоит в том, что продолжающееся различие динамики оставит дополнительный след, который нельзя поглотить разрешённым изменением параметров.

Это предположение может оказаться неверным. Если к доступной эпохе остаточное движение тёплого компонента уже несущественно, а его действие свелось к практически постоянному изменению передаточной функции, специально выбранный первичный спектр способен воспроизвести тот же результат. Несколько красных смещений не гарантируют разделения: одинаковый последующий рост переносит совпадение из одной эпохи в другую. Заданная выше экспоненциальная форма может быть слишком жёсткой для точного совпадения; тогда проверяется именно эта форма, а не вся идея первичного подавления.

Такой исход полезен для науки. Он определит, что радиокарта измеряет сочетание начального спектра и переноса, и покажет, какое дополнительное допущение необходимо для разделения. Возможно, потребуются ограничение первичного спектра другим каналом или

наблюдение эпохи, когда остаточная динамика ещё заметна. Возможно, понадобится самостоятельный тест частицы. Выбор должен следовать из структуры вырождения, а не из желания любой ценой получить положительный ответ.

Первую проверку вырождения можно сделать особенно прозрачной. При одной линейной начальной моде отношение мощностей в двух эпохах при одинаковых сопутствующих k и значениях углового параметра q сокращает первичную мощность. Если оба отклика ненулевые, из предыдущей формулы непосредственно следует:

$$\frac{P_{21}(k,q,z_1)}{P_{21}(k,q,z_2)} = \left|\frac{\mathcal{R}_{21}(k,q,z_1)}{\mathcal{R}_{21}(k,q,z_2)}\right|^2 .$$

Следовательно, изменение одной только начальной мощности не подделает произвольное изменение этого отношения. Но если отношения откликов совпадают в версиях A и B, данный тест не разделяет их. Это алгебраическое следствие ограниченного линейного описания, а не универсальный закон идентификации тёмной материи. В реальном наблюдении сравниваются статистики разных слоёв, а не повторные снимки одной и той же области; следует учитывать их ковариацию, различное разрешение и общую геометрическую модель.

Такой контроль полезен и для искусственного интеллекта, которому поручен поиск различающих признаков. Сначала ему дают пары, где отношение аналитически совпадает, затем пары с известным различием переноса. Если алгоритм уверенно различает первую группу по недоступным измерению деталям симуляции, он нашёл особенность подготовки данных. Возвращение к аналитическому примеру позволяет обнаружить эту ошибку до интерпретации результата как новой физики.

При положительном исходе следующим шагом станет проверка устойчивости. Различие должно пережить изменения стандартных космологических параметров, газовой температуры и допустимого остаточного звёздного вклада. Предсказание, заметное только при идеально фиксированных сопутствующих величинах, может исчезнуть в реальном анализе. Поэтому итогом проекта будет область различимости в пространстве параметров, а не единственная эффектная пара теоретических кривых.

Радиотишина и работа прибора

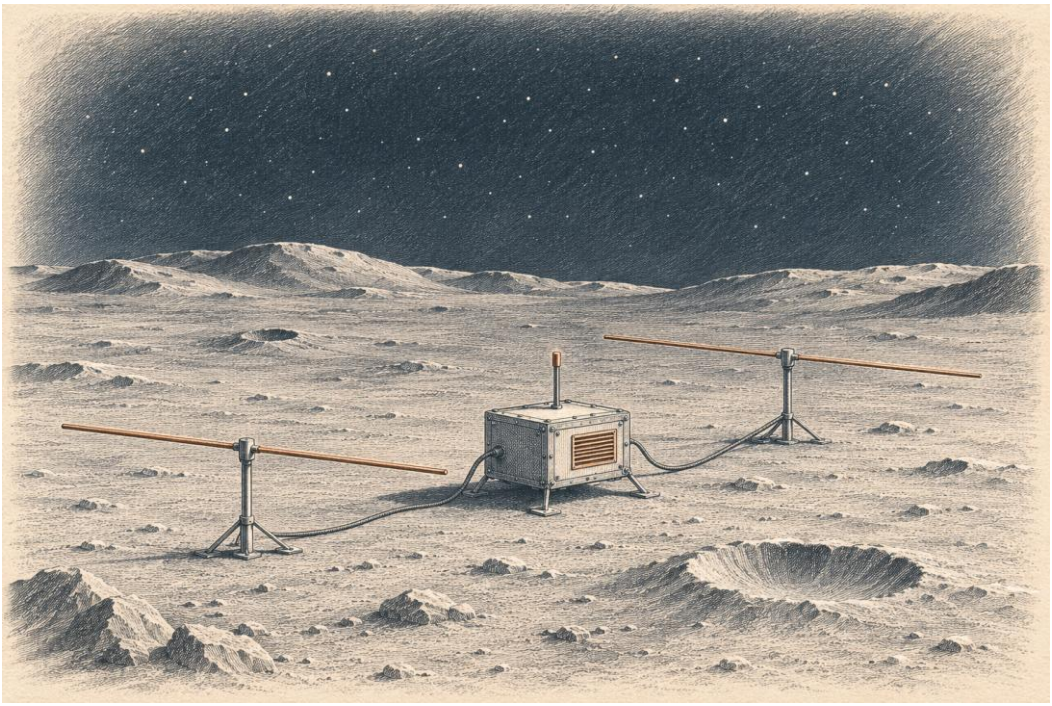
Нужные низкие частоты делают задачу инженерно трудной. Земная ионосфера изменяет распространение радиоволн, а человеческие передатчики создают мощные помехи. Обратная сторона Луны рассматривается как место, где можно ослабить земное радиозагрязнение. Официальное описание LuSEE-Night определяет его как предшествующий эксперимент для исследования радиосреды и освоения такого наблюдательного окна. Этот статус не равнозначен уже выполненной томографии тёмных веков. [34]

Конструкция LuSEE-Night включает низкочастотный приёмник и взаимно ориентированные антенны; опубликованная работа команды описывает автономные наблюдения в лунную ночь. Для книги важен сам физический шаг: проверить приём, калибровку и работу установки в нужной среде. Календарный план доставки не является доказательством достигнутой чувствительности, поэтому выводы о космологии должны опираться на измеренные характеристики конкретного прибора. [35]

Лунная площадка не устраняет излучение Галактики, собственный шум электроники или неточность модели антенны. Особенно опасна зависимость её направленного отклика от частоты. Если на разных частотах прибор по-разному смешивает яркие области неба, спектрально гладкий передний план способен породить структуру, похожую на интересующий сигнал. Требуется измерять не только усиление приёмника, но и то, какую часть неба он взвешивает.

Для интерферометра эта проблема выражается также в смешивании пространственных мод. Связь гладкого переднего плана с частотным откликом установки способна загрязнять клиновидную область в координатах поперечного и продольного волнового числа. Статистический анализ такого эффекта разработан в исследованиях линии 21 сантиметра эпохи реионизации. Для тёмных веков необходимо заново подставить частоты, геометрию и шум будущего массива; готовая чувствительность другого опыта автоматически не переносится. [36]

Из этого следует конкретное требование к проекту: рассчитывать различимость моделей только на тех модах, которые действительно остаются после очистки и отбора. Если основное расхождение лежит в удалённой области, его нельзя считать наблюдательным преимуществом. Алгоритм машинного обучения может предсказать скрытые значения из принятой модели, но такая реконструкция не добавляет независимого измерения удалённых мод.



Гравюра 8. Радионаблюдение с обратной стороны Луны. Обратная сторона Луны рассматривается как площадка для низкочастотных измерений с ослабленными земными радиопомехами. Изображена условная антенная установка, а не готовый проект телескопа. Лунное экранирование не устраняет галактический передний план, собственный шум и частотную зависимость антенны; будущую чувствительность необходимо определять измерением и расчётом.

Как это проверить

Первый результат можно получить до строительства большой обсерватории. Для заданной пары A и B следует выпустить воспроизводимый расчёт плотностей, скоростей, температур и радиояркости в нескольких слоях, например около z = 30, 50 и 100. Эти значения служат ис-

ходной сеткой, а не универсальной границей отсутствия звёзд. Нижние слои исключают или дополняют источниками, если выбранная модель предсказывает там существенный звёздный вклад.

Затем строят модель измерения. Для среднего спектра она включает частотный отклик, диаграмму антенны и калибровочный эталон. Для пространственных корреляций нужны геометрия массива, набор расстояний между антеннами, частотные каналы и длительность наблюдений. Параметры берут из конкретного проекта либо явно задают как варианты будущей конструкции. Только после этого разность теоретических сигналов получает наблюдательный смысл.

В искусственные данные вводят каждую из двух моделей вместе с небесными передними планами и инструментальными ошибками. Восстановление проводят вслепую для анализирующего алгоритма, меняя допустимые сопутствующие параметры в обеих версиях. Одна часть симуляций задаёт порог ложного выбора модели, другая проверяет, как часто верная версия проходит отбор. Независимые реализации кода должны воспроизводить ключевые передаточные функции на общей сетке.

Особое испытание касается ошибочного базового расчёта. Нужно поочерёдно изменять остаточную ионизацию, газовое давление, относительные скорости компонентов и частотную форму переднего плана в пределах обоснованных неопределённостей. Если малая стандартная поправка имитирует заявленный эффект тёплой материи, эксперимент пока ограничивает сочетание причин. Именно такая проверка укажет, какую атомную, космологическую или инженерную неопределённость выгоднее уменьшать.

Выбранная версия A будет отвергнута, если после общей подгонки её разрешённые параметры не воспроизводят доступную статистику нескольких слоёв при заранее установленном критерии. То же правило действует для B. Отсутствие различия при недостаточной чувствительности не отвергает обе версии. Обнаруженный дефицит малой мощности тоже не устанавливает частицу автоматически: остаются другие начальные спектры, динамические механизмы и возможные ошибки переноса.

Окончательный продукт исследования — карта: для каких параметров и наблюдаемых мод две заданные версии различаются, где мешает передний план, где ограничивает теория и где вырождение сохраняется даже при отсутствии инструментального шума. На ней можно сравнить пользу дополнительной полосы, большей базы массива и лучшей калибровки. Такой результат способен изменить проект телескопа ещё до его изготовления и поставить следующей группе более узкую, проверяемую задачу.

Тёмные века дают возможность проследить переход от ранних возмущений к структуре вещества. Их научная ценность определяется тем, какие причины этой структуры удастся разделить физическим измерением. Теперь вопрос о невидимом гравитирующем компоненте можно поставить точнее: какие свойства тёмной материи требуются наблюдениями и какие независимые следы позволят проверить её природу?

II Невидимые составляющие

Глава 6

Невидимая масса

В телескоп галактика выглядит как скопление светящихся объектов. Если сделать снимок глубже, появятся более слабые звёзды и облака. Возникает естественное ожидание: достаточно собрать весь свет, прибавить массу невидимого газа, и мы узнаем, сколько вещества находится перед нами. Но движение галактики рассказывает другую историю. Масса, необходимая для объяснения наблюдаемых скоростей, часто заметно превышает массу найденного обычного вещества.

Это расхождение относится к конкретной связке наблюдений и закона тяготения. Мы измеряем спектры, положения и искажения изображений, затем восстанавливаем распределение массы. Поэтому у проблемы с самого начала есть два направления решения: дополнительный источник гравитации и изменение её описания. Выбирать между ними приходится по совокупности явлений. Объяснение одной кривой вращения ещё должно выдержать проверку светом, горячим газом и историей формирования структуры.

Тёмной материей называют компонент, о присутствии которого судят прежде всего по гравитационному действию. Название не определяет частицу, массу или механизм рождения. Оно обозначает место в физическом описании, которое уже ограничено наблюдениями, но ещё не заполнено установленной микрофизикой. Гравитационно связанную протяжённую структуру такого вещества называют гало. В стандартной картине видимая галактика занимает лишь часть этой структуры.

Масса по движению и по свету

Представим звезду на почти круговой орбите вокруг сферически симметричного распределения вещества. В ньютоновском приближении её скорость связана с массой внутри орбиты простым соотношением:

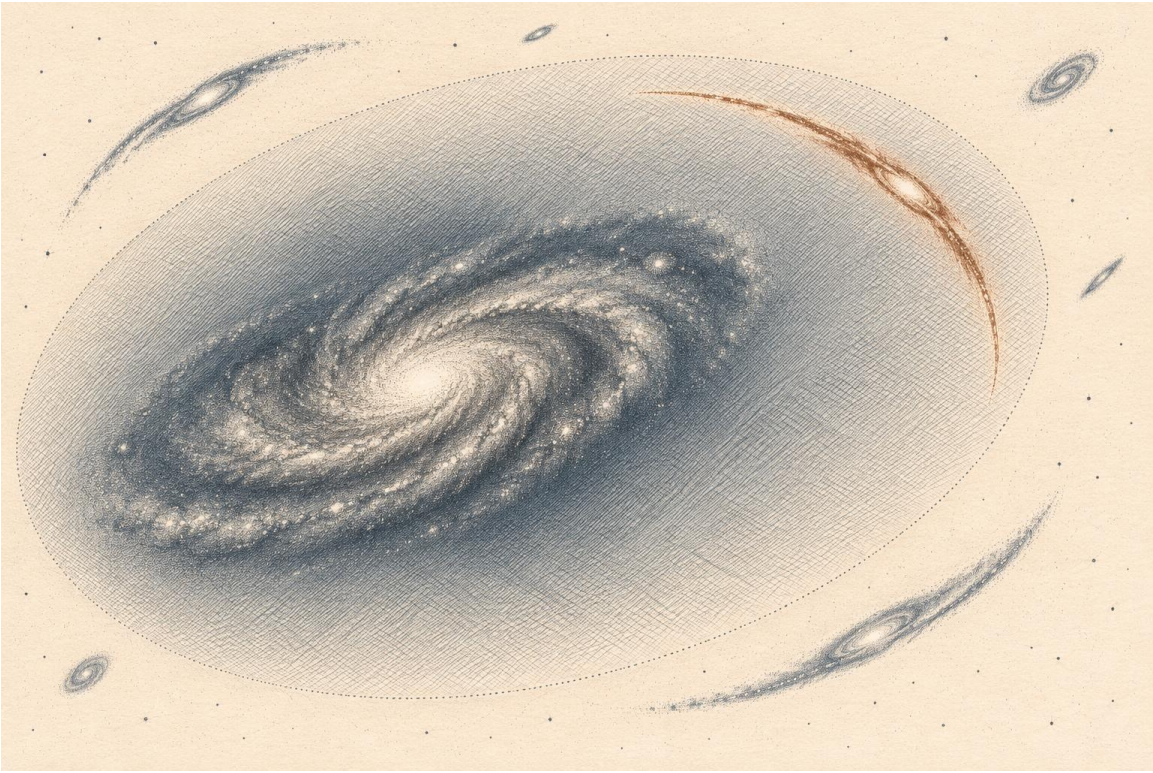
$$v^2(r) = \frac{GM(<r)}{r}.$$

Здесь r — расстояние до центра, G — гравитационная постоянная. Когда почти вся масса уже осталась внутри орбиты, скорость должна уменьшаться с расстоянием. Если же скорость сохраняется примерно постоянной, необходимая заключённая масса продолжает расти. Реальная дисковая галактика не сферична, поэтому точное восстановление требует другой геометрии, поправок на движение газа и вклад звёздного диска. Простая формула лишь объясняет, почему дальние орбиты чувствительны к невидимому распределению вещества.

Даже скорость звезды не поступает в расчёт готовым числом. Спектр показывает компоненту движения вдоль луча зрения. Чтобы получить скорость вращения, надо знать наклон диска. У галактики, видимой почти с лица, большая скорость в плоскости диска может давать небольшой спектральный сдвиг; ошибка наклона существенно изменит восстановленную массу. Поэтому хорошая проверка использует пространственную карту движения и независимые

ограничения геометрии. Так можно отличить свойство гало от ошибки, которую создало наше положение относительно объекта.

Искажения далёких изображений дают другой маршрут. Лучи света проходят через искривлённое пространство-время, и расположенная ближе масса действует как гравитационная линза. Можно оценивать её распределение, даже когда она сама почти не светится. Сопоставление таких карт с рентгеновским излучением особенно наглядно в сталкивающихся скоплениях. В скоплении Пуля горячий газ, содержащий основную часть видимого обычного вещества, пространственно отделён от областей, к которым тяготеют восстановленные линзированием максимумы массы. Это сильное свидетельство дополнительного гравитирующего компонента. Само изображение, однако, не сообщает, из какой частицы этот компонент состоит. [37]



Гравюра 9. Свет выдаёт невидимое распределение массы. Гравитационное линзирование меняет изображения далёких источников и позволяет восстанавливать распределение массы перед ними. Гало проявлено на гравюре условной штриховкой, чтобы сделать видимым предмет расчёта: непосредственно такого свечения не наблюдают. Этот способ связывает массу с геометрией света, но сам по себе не устанавливает частицу тёмной материи.

Есть и ранний космологический аргумент. До образования нейтральных атомов обычное вещество участвовало в акустических колебаниях вместе с излучением. Компонента, слабо взаимодействующая со светом, иначе влияла на гравитационные неоднородности. Соотношение высот пиков в спектре реликтового излучения поэтому помогает различать плотности обычного вещества и холодной тёмной материи. В базовой плоской модели ΛCDM анализ Planck даёт отношение этих плотностей около пяти. Здесь вес невидимой составляющей определяется по её влиянию на ранние колебания, с учётом остальных параметров модели. [6]

Именно разнообразие свидетельств придаёт задаче устойчивость. Попытка заменить тёмную материю изменённым законом тяготения должна предсказать и движения, и линзирование, и ранние акустические колебания. Модель с новыми частицами принимает на себя те же обязательства. Сравнение становится содержательным, когда обе стороны вычисляют одни наблюдаемые величины и честно учитывают погрешности.

Слово «холодная» в названии стандартного компонента характеризует его движение на этапах формирования структуры. Оно означает, что случайные скорости достаточно малы и не стирают неоднородности на интересующих масштабах. К температуре поверхности тёмного облака это название отношения не имеет. Разные частицы могут вести себя одинаково в крупных структурах, а различия проявятся лишь на меньших масштабах или в лабораторном взаимодействии.

Как услышать редкое столкновение

Один из экспериментальных подходов состоит в том, чтобы дождаться столкновения предполагаемой частицы тёмной материи с обычным веществом. Детектор прячут от космических лучей, окружают защитой и тщательно измеряют радиоактивный фон. Если через установку проходит галактический поток новых частиц, иногда он может передавать энергию ядру или электрону. Нужны такие свойства сигнала, которые позволяют отличить его от уже известных процессов.

В двухфазном ксеноновом детекторе LZ взаимодействие создаёт вспышку света и освобождает электроны. Электрическое поле переносит электроны к границе жидкости и газа, где возникает дополнительный световой сигнал. Сочетание двух сигналов помогает восстановить энергию и положение события и различать типы взаимодействий. Для выбранного стандартного сценария спин-независимого рассеяния слабовзаимодействующих массивных частиц, или WIMP, опубликованный в 2025 году анализ с экспозицией 4,2 тонно-года не обнаружил избытка над фоном. При массе частицы 40 ГэВ/c^2 верхний предел сечения составил $2{,}2\times10^{-48}$ $см^2$ при доверительном уровне 90 процентов. Это условный предел для данного взаимодействия и модели галактического потока. [38]

Сечение связывает поток частиц с ожидаемой частотой их столкновений в мишени. Нулевой результат отсекает те сочетания массы, сечения и плотности, которые должны были дать обнаружимый избыток событий. Для частицы другой массы, взаимодействия преимущественно с электронами или иного вида связи расчёт сигнала меняется. Меняется он и тогда, когда искомые частицы составляют лишь небольшую долю тёмной материи. Поэтому граница на таком графике проверяет определённый способ взаимодействия, а не исчерпывает все кандидаты.

У аксионных поисков другая логика. В магнитном поле предполагаемый аксион может преобразоваться в электромагнитное возбуждение; резонатор усиливает отклик в определённой частотной полосе. Такая установка чувствительна одновременно к связи частицы с фотонами и к её локальной плотности. Лабораторный опыт с прохождением через непрозрачную стенку проверяет производство и последующее превращение новой частицы обратно в свет, не требуя её присутствия в галактическом гало. Поэтому находка лёгкой частицы в лаборатории сама по себе ещё не определила бы её космологическую долю. [39] [40]

Чем ниже становится фон, тем заметнее процессы, которые прежде можно было игнорировать. В отдельном анализе LZ обнаружено свидетельство когерентного рассеяния солнечных нейтрино. Именно к нейтрино относится приведённая там значимость 4,5 стандартного отклонения при принятой гипотезе отсутствия сигнала тёмной материи. Она не является значимостью открытия нового вещества. Спектральное сходство нейтринных событий с некоторыми предполагаемыми сигналами усложняет задачу, но оставляет возможности для других ядерных мишеней, энергетических диапазонов и дополнительных характеристик событий. [41]

Теории нужно объяснить также количество новых частиц. В ранней горячей среде они могли рождаться и уничтожаться в реакциях. По мере охлаждения скорость реакций становилась недостаточной, чтобы поддерживать прежнее равновесие, и сохранялся остаток. Возможны и механизмы, при которых равновесие вообще не устанавливалось, либо поле возникало как общее начальное состояние. Эти варианты связывают современную плотность с разными параметрами. Поэтому даже точно измеренная масса новой частицы ещё не позволяет вычислить её долю во Вселенной без знания взаимодействий и ранней истории.

Что меняют столкновения внутри тёмного вещества

Рассеяние на обычном ядре и столкновение двух частиц тёмной материи — разные взаимодействия. Слабая связь с детектором не исключает заметной связи частиц между собой. Это позволяет рассматривать тёмные гало как системы с собственной внутренней эволюцией, которую можно изучать по распределению массы.

В самодействующей тёмной материи столкновения переносят энергию между частицами. Если тепло поступает из внешних областей к центру, центральная область расширяется и становится менее плотной. На более поздней стадии поток может развернуться. Теряя энергию, самогравитирующий центр сжимается; при этом характерные скорости частиц растут, и отток тепла способен усиливаться. Эта последовательность позволяет одному закону взаимодействия создавать и разреженные, и очень плотные центры: разные гало могут находиться на разных стадиях эволюции. Такую связь уже исследовали для малых галактик и плотных объектов, обнаруживаемых линзированием. [42]

Важна зависимость взаимодействия от скорости. В небольших галактиках и крупных скоплениях характерные скорости различаются, и одно постоянное число может оказаться плохим описанием. В иллюстративном расчёте этой книги выбран закон, при котором транспортное сечение на единицу массы уменьшается примерно с 8,9 до 0,0073 $см^2/г$ при изменении относительной скорости от 30 до 1000 км/с. Эти параметры выбраны для демонстрации эффекта и не объявляются разрешёнными наблюдениями. Более того, транспортное сечение с определённым угловым весом ещё нужно правильно связать с переносом тепла в реальном распределении скоростей.

У такой идеи есть проверяемый риск. Одни параметры должны подходить всей рассматриваемой популяции. Анализ галактик каталога SPARC, обновлённый в 2026 году, показывает, насколько трудно выполнить это условие: в рассмотренном семействе авторы не нашли единой модели сечения, удовлетворительно описывающей все галактики. Восстановленные параметры также вырождены с возрастом и стадией эволюции гало. Хорошие отдельные описания поэтому ещё не устанавливают общую микрофизику. [43]

В той же работе выделена общая L-образная область предпочтительных параметров: допустимы как почти постоянное небольшое сечение, так и сильная зависимость от скорости. Это не противоречит предыдущему выводу. В разделе 4.2 авторы отдельно предупреждают: лучший совместный компромисс ещё не даёт удовлетворительного описания каждой галактики, а узкую область параметров нельзя переоценивать. Следующая проверка должна сопоставить не только положение общего минимума, но и распределение остатков по объектам, сохраняя неопределённости возраста, барионной истории и стадии эволюции. [43]

Главный астрофизический конкурент находится рядом. Вспышки звездообразования, выбросы газа и изменение центрального гравитационного потенциала способны перестраивать распределение обычной холодной тёмной материи. Такие эффекты воспроизводятся в численных моделях с барионной обратной связью. Сопоставлять следует две модели с сопоставимой свободой описания обычного вещества; иначе преимущество получит та, которой просто разрешили больше подстроек. [44]

Волна размером со звёздную систему

Квантовые свойства частицы становятся заметными на масштабе её длины волны де Бройля. У достаточно лёгкого поля этот масштаб может оказаться астрономическим. Тогда удобнее говорить о распределённом поле с меняющейся фазой и интерференцией, а не о независимых точечных объектах, движущихся по траекториям. Для нерелятивистского движения характерная длина имеет вид:

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

В этой записи h — постоянная Планка, m — масса, v — характерная скорость. При энергии покоя 2×10^{-20} эВ и скорости 20 км/с собственный размерный расчёт даёт около 30 парсек. Если использовать приведённую постоянную Планка, соответствующий масштаб окажется в 2π раз меньше. Обе величины могут встречаться в литературе, поэтому определение длины нужно проверять до сопоставления чисел.

Волновые свойства могут подавлять образование малых структур. След ищут в спектрах квазаров: свет проходит сквозь межгалактический водород, который оставляет множество линий поглощения. Измеряют, как меняется пропускание вдоль спектра на разных масштабах, и сравнивают его с искусственными спектрами из моделей газа и тёмной материи. Тепловое движение газа тоже сглаживает мелкие детали, поэтому его историю необходимо определять совместно со свойствами поля. Опубликованное нижнее ограничение массы 2×10^{-20} эВ/c^2 с 95-процентной байесовской достоверностью относится к конкретной модели, где поле составляет всю тёмную материю. Для смеси компонентов требуется отдельный расчёт. [45]

То же поле создаёт меняющееся гравитационное окружение звёзд. Холодной здесь называют систему с малым внутренним разбросом скоростей. Почти одинаковое ускорение всех звёзд меняет движение системы как целого и может почти не влиять на этот разброс. Для её внутреннего нагрева важны различия ускорений между звёздами. Собственная гравитация системы, структура центральной области поля и приливное действие соседних объектов определяют, расширится ли она и сохранится ли до наших дней. Современные расчёты показывают необходимость учитывать все эти эффекты. [46]

Как это проверить

Для самодействующей модели можно заранее определить две выборки. В первой — небольшие галактики, у которых скорости газа и звёзд измерены в разных точках. Радионаблюдения нейтрального водорода и оптическая спектроскопия дают карту движения; изображения и история звездообразования ограничивают вклад обычного вещества. Во второй — сильные гравитационные линзы, в изображениях которых ищут возмущения от небольших тёмных сгущений. Чтобы выделить их вклад, одновременно моделируют основную линзу, фоновый источник и вещество вдоль луча зрения.

По первой выборке получают допустимые параметры общего закона рассеяния, а затем предсказывают число и профили обнаружимых возмущений во второй. Вероятность их обнаружения измеряют, добавляя искусственные сгущения в модель изображений и повторяя всю процедуру поиска. Возраст и орбита отдельного гало могут быть неизвестны, но распределения этих величин должны иметь общее физическое обоснование. Проверяемая версия отвергается, если ни один допустимый набор параметров не воспроизводит вторую выборку с учётом отбора и ошибок. Тем же способом проверяют конкурирующую холодную материю с воздействием обычного вещества.

Для волнового поля общими параметрами служат масса и космологическая доля. Допустимую область сначала получают из спектров квазаров вместе с неопределённостями температуры и ионизации газа. Затем для тех же параметров рассчитывают размеры и внутренний разброс скоростей старых звёздных систем после эволюции в меняющемся поле. Повторная спектроскопия помогает отделить движение двойных звёзд; дополнительно нужны оценки возраста, прежней компактности и приливных орбит. Локальная плотность поля в каждом объекте должна следовать из той же смешанной модели, а не становиться новым свободным средством согласования.

Решающий результат возникает, если параметры, нужные одному каналу, несовместимы с другим при проверенных неопределённостях. Сохранность старой холодной системы может исключить поле, которое обязательно должно было её разрушить; отсутствие раннего подавления структуры — поле, которому поздняя динамика приписывает слишком большие волновые эффекты. Если же различия лежат ниже чувствительности, получится карта ещё не проверенной области. Следующий вычислительный шаг здесь вполне определён: общая модель формирования структуры и поздней динамики с прогнозом для данных, которые не участвовали в подборе параметров.

Глава 7

Почему осталось вещество

Атомы, из которых состоят Земля и звёзды, содержат протоны, нейтроны и электроны. У этих частиц есть античастицы. В горячей среде достаточно энергичные взаимодействия могут рождать пары, а встреча частицы с античастицей способна превращать их энергию в другие формы. Тогда возникает вопрос, предшествующий образованию звёзд: почему после ранней горячей эпохи вообще осталось столько обычного вещества?

Объяснить появление частиц и объяснить их избыток — разные задачи. Можно получить огромное количество вещества и антивещества, почти не изменив разность между ними. Последующая аннигиляция уничтожит большую часть пар, сохранив малый исходный перевес. Именно этот перевес требуется связать с физическими процессами.

Проблема не требует, чтобы антивещества нигде не существовало: античастицы рождаются и сегодня. Нужно объяснить наблюдаемый космологический барионный избыток. Барионами здесь называют частицы вроде протона и нейтрона; в ранней плазме соответствующий заряд был распределён между кварками. Космологическая история должна связать этот заряд с нынешним количеством обычного вещества, не разрушив успешные предсказания образования лёгких ядер.

Малый избыток с большими последствиями

Чтобы сравнивать разные эпохи, избыток барионов над антибарионами выражают относительно другой величины, разрежающейся при расширении. Можно взять отношение числовых плотностей избытка и фотонов. Другой выбор — плотность энтропии: полученное отношение называют барионным выходом. Оно особенно удобно, когда энтропия в сопутствующем объёме сохраняется:

$$Y_B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s}.$$

В числителе стоят числовые плотности барионов и антибарионов, а s обозначает плотность энтропии. Опорная космология Planck со стандартной поздней тепловой историей даёт барионный выход примерно $8{,}7\times10^{-11}$; отношение избытка к числу фотонов составляет около $6{,}1\times10^{-10}$. Это задаёт порядок величины, который должен воспроизвести механизм. Переход между двумя отношениями зависит от тепловой истории; нельзя переносить неизменное число фотонов через любые ранние превращения частиц. [6]

Барионный избыток следует отличать от электрического заряда. Протон и электрон имеют противоположные электрические заряды, но электрон не является антипротоном. Поэтому обычный нейтральный атом способен содержать положительное барионное число, оставаясь электрически нейтральным. Смешение этих двух видов учёта создаёт ложную загадку о том, почему избыток вещества не делает всю Вселенную гигантским заряженным телом. Каждое физическое взаимодействие нужно проверять на сохранение именно того заряда, о котором идёт речь.

Создать малый перевес — только часть задачи: он должен пережить дальнейшее охлаждение. Число пар частиц и античастиц меняется, а некоторые реакции способны как создавать, так и стирать асимметрию. Поэтому расчёт отслеживает сохранившийся заряд. Быстрая реак-

ция, эффективно производящая избыток, иногда столь же эффективно возвращает систему к равновесию и уничтожает результат.

Для обычного сценария, начинающегося с симметричной плазмы, условия Сахарова связывают три требования. Изменение барионного числа позволяет вообще сдвинуть исходный баланс. Нарушение симметрий между частицами и античастицами даёт возможность предпочесть один знак избытка. Отклонение от теплового равновесия позволяет этому предпочтению сохраниться: при стандартных предпосылках обратные процессы в равновесии компенсируют направленное накопление заряда. Условия задают необходимые свойства механизма; количество оставшегося вещества определяется уже скоростями конкретных реакций. [47]

Симметрия C заменяет частицы античастицами; P меняет пространственную ориентацию, как зеркальное отражение. Для многих механизмов существенна их комбинация CP. Возможность отличать процесс от соответствующего процесса с античастицами и отражёнными координатами открывает путь к разным вероятностям. Однако измеренное нарушение CP в одном взаимодействии не определяет автоматически все необходимые различия в другой, ранней системе.

Космологическое расширение создаёт естественную возможность ухода от равновесия. У частиц есть характерное время взаимодействий, а у меняющейся Вселенной — время изменения температуры и плотности. Если реакции не успевают за изменениями среды, некоторые равновесные соотношения перестают выполняться. Для исследователя это сравнение измеримых или вычисляемых скоростей. Оно позволяет указать, когда именно нужный заряд может возникнуть и какие поздние реакции обязаны выключиться, чтобы его сохранить.

Нейтрино как связь между эпохами

Одна из исследовательских линий добавляет к известным частицам тяжёлые нейтральные лептоны. Они могут слабо смешиваться с обычными нейтрино. Такое смешивание связывает процессы, наблюдаемые при низких энергиях, с возможной динамикой ранней плазмы. В минимальном варианте рассматриваются два новых состояния, их массы и единая матрица взаимодействий с тремя видами обычных лептонов.

Матрица взаимодействий — таблица коэффициентов, связывающих каждое новое состояние с обычными лептонными видами. Одна и та же таблица участвует в вычислении масс лёгких нейтрино, рождения и распада новой частицы в установке и реакций ранней плазмы. Благодаря этому лаборатория может проверять космологическое объяснение. При этом отдельный опыт обычно измеряет лишь некоторые сочетания коэффициентов, поэтому результаты разных каналов приходится объединять.

В осцилляционном лептогенезе асимметрия возникает благодаря квантовой эволюции смешивающихся нейтральных состояний и CP-нарушающим взаимодействиям. Во время рождения в плазме меняются их относительные фазы и распределение лептонных зарядов. Взаимодействия передают асимметрию обычным лептонам, а электрослабые процессы связывают её с барионным избытком. Так устроен механизм, предложенный Ахмедовым, Рубаковым и Смирновым; для него существенна именно эволюция смешивающихся состояний в горячей среде. [48]

Квантовая когерентность означает, что для расчёта иногда недостаточно знать только количество частиц каждого вида. Важны также относительные фазы состояний. Столкновения с

плазмой могут разрушать эту информацию, а свободная эволюция — менять интерференционную картину. Поэтому обычная схема независимых рождений и распадов может упустить существенный эффект. Матричные уравнения кинетики позволяют учитывать и числа частиц, и сохранённые между состояниями корреляции, а затем проверять, насколько упрощение изменяет конечный заряд.

Связь барионного и лептонного избытков обеспечивают сфалеронные процессы — коллективные переходы электрослабых полей. Они меняют барионное и лептонное числа, сохраняя их разность. Поэтому асимметрия, возникшая у обычных лептонов, влияет на итоговый барионный заряд. Передача должна успеть, пока эти процессы достаточно быстры по сравнению с космологической эволюцией. При охлаждении они становятся неэффективными. Их момент выключения зависит от свойств полей и истории расширения; изменение скалярного сектора или космологического фона требует нового расчёта. [49]

Лабораторная картина может быть довольно наглядной. Новая нейтральная частица рождается при распаде мезона или W-бозона, некоторое расстояние летит и распадается на видимые продукты. Вершина её распада оказывается смещённой относительно места столкновения. По геометрии и энергиям восстанавливают массу и время жизни, по составу продуктов — связи с различными лептонными видами. Поиски ATLAS такого типа уже ограничивают отдельные области масс и смешиваний; границы имеют форму контуров, зависящих от принятого сценария. [50]

Даже после обнаружения частицы некоторые комплексные параметры взаимодействий останутся плохо определены доступными распадами. Итоговая асимметрия зависит также от начальной населённости новых состояний и позднего выделения энтропии. Для нашей проверки фиксируем достаточно высокую температуру разогрева, после которого расширением управляет излучение; исходная асимметрия и начальная населённость новых состояний равны нулю, позднего разбавления энтропией нет. Это условия выбранной версии механизма: менять их после неудачного результата означало бы проверять другую версию.

Полезен независимый поиск двойного бета-распада без испускания нейтрино. Его наблюдение проверяло бы нарушение лептонного числа, однако перевод сигнала в параметры требует учитывать возможные механизмы обмена и ядерные расчёты. В модели с тяжёлыми нейтрино вклады могут усиливать или подавлять друг друга. Совместные исследования показывают, как такие данные, ограничения раннего нуклеосинтеза и ускорительные поиски сужают область, в которой возможен нужный барионный выход. [51]

Вещество на движущейся границе

Другой путь связывает асимметрию с электрослабым фазовым переходом. При переходе первого рода в старой фазе могут возникать пузыри новой. Их границы движутся через плазму, меняя свойства частиц и условия взаимодействий. Возникает пространственно неоднородная, неравновесная среда, в которой физический источник CP-нарушения способен перераспределять заряды.

У знакомой Стандартной модели с наблюдаемой массой бозона Хиггса электрослабое изменение состояния представляет собой плавный переход, а не требуемую пузырьковую картину. Поэтому такой механизм предполагает дополнительную физику. Решёточные расчёты помогают определить условия и скорость сфалеронных процессов в стандартном случае; при добавлении новых полей их результаты нельзя переносить без проверки. [49]

В качестве конкретной гипотезы можно добавить одно вещественное скалярное поле и отдельное взаимодействие, нарушающее CP, между этим полем, полем Хиггса и топ-кварком. Скаляра самого по себе недостаточно: источник различия между частицами и античастицами должен быть указан явно. Из одного потенциала необходимо получить структуру фаз, вероятность рождения пузырей, развитие перехода и нагрев плазмы. Только затем можно вычислять перенос заряда у движущейся стенки.

Скорость стенки представляет особый интерес. Медленное и быстрое движение оставляют частицам разное время для переноса и реакций. Одновременно эта скорость влияет на движение плазмы и возможное гравитационное излучение. Если выбрать одну скорость для образования вещества и другую для красивого спектра волн, получится набор несовместимых расчётов. Модель должна использовать одну физическую стенку, с общей неопределённостью её скорости и толщины.



Гравюра 10. Движущаяся граница между двумя фазами. В рассматриваемом расширении модели граница пузыря новой фазы проходит через плазму и меняет условия взаимодействий. Одна и та же стенка участвует в переносе зарядов и движении среды. Это иллюстрация гипотезы: пузырьковый переход требует дополнительной физики, а скорость, толщина стенки и величина асимметрии подлежат общему расчёту.

Такое расширение предсказывает и лабораторные эффекты. Дополнительное скалярное состояние может изменять свойства Хиггса или появляться в распадах. Источник CP-нарушения способен влиять на электрические дипольные моменты. В исследованной синглетной модели Эллиса и соавторов существуют области с достаточным барионным выходом, но с гравитационными волнами, недоступными в их прогнозе. Поэтому отсутствие волн не исключает весь механизм электрослабого образования асимметрии. [52]

Постоянный электрический дипольный момент вдоль спина проявился бы в определённой зависимости энергии частицы от электрического поля. В молекулярной спектроскопии ищут

соответствующий сдвиг частот при контролируемом обращении полей и других параметров установки. Однако молекулярный отклик может зависеть от нескольких CP-нарушающих взаимодействий. Предел, выведенный в предположении одного вклада, нельзя автоматически переносить на их произвольную комбинацию. Сопоставление нескольких измерений помогает разделить эти вклады и проверить общий источник асимметрии. [53]

Что можно узнать по гравитационной волне

Движение границ и возбуждённой плазмы при фазовом переходе способно породить стохастический гравитационно-волновой фон. Его спектр несёт сведения о характерном размере источников, длительности и энергии процесса. В отличие от света из звёзд, такой сигнал мог бы рассказывать о состоянии вещества задолго до появления атомов. Но восстановить по нему единственную историю удаётся лишь при достаточно определённой физической модели.

Простой расчёт показывает проблему. По опубликованной калибровке звукового источника переход при температуре около 100 ГэВ и переход при температуре около 1000 ГэВ могут иметь одинаковую сегодняшнюю частоту пика — примерно 1,50 миллигерца, если различается длительность процесса относительно времени расширения. Здесь использованы специально выбранные параметры, а не найденные решения конкретного скалярного потенциала. Расчёт иллюстрирует зависимость частоты от нескольких величин; амплитуда и обнаружимость в нём не определялись. [54]

Даже убедительное обнаружение такого фона потребует выяснить, каким сектором он создан. Переход скрытого вещества может дать похожий спектр и вообще не участвовать в производстве барионов. Чтобы установить связь, нужно найти согласованные лабораторные признаки и получить правильный заряд из общей динамики. Само положение пика в чувствительном диапазоне будущего прибора ещё не отвечает ни на вопрос об источнике, ни на вопрос о возможности обнаружения.

Сходный порядок плотностей обычного и тёмного вещества тоже мотивирует общие модели. В теориях асимметричной тёмной материи взаимодействия могут связывать заряды двух секторов, а затем их история приводит к разным остаточным плотностям. Однако отношение массовых плотностей зависит и от масс, и от числовых асимметрий, и от последующих реакций. Близость двух космологических чисел сама по себе не доказывает единого происхождения. [55]

Как это проверить

Нейтринная программа проверяет два новых состояния с общей матрицей взаимодействий и начальными условиями, зафиксированными выше. Ускорительные данные ограничивают массы, времена жизни и связи с обычными лептонами; нейтринные измерения и двойной бета-распад добавляют другие ограничения. Для всей совместно допустимой области вычисляют достижимый барионный избыток. Версия отвергается, если наблюдаемое значение с правильным знаком недостижимо ни при одном наборе параметров с учётом ошибок расчёта. Неудача одной выбранной точки для этого недостаточна.

Следующий расчёт должен воспроизвести опубликованные контрольные решения квантовой кинетики, оценить влияние приближений и перебрать ещё не измеренные фазы. Его нужно связать с моделью конкретного детектора. Время жизни определяет, сколько частиц

распадётся внутри чувствительного объёма; геометрия и пороги — какие продукты зарегистрируются. Искусственные события вместе с фоновыми распадами покажут, какую часть космологически допустимой области действительно проверит установка. Так отсутствие найденных частиц получает определённый физический смысл.

Для пузырькового сценария последовательность начинается с общего потенциала. Требуется проверить, что переход действительно завершается и созданный заряд не стирается. Далее одни параметры определяют стенку пузыря, перенос зарядов, свойства новых частиц, дипольные моменты и спектр волн. Проверка должна сохранять общие значения параметров и в тех местах, где разные наблюдения предпочли бы разные значения. Лабораторный поиск включает каналы рождения и распада нового скаляра, изменения хиггсовских взаимодействий и молекулярные измерения с независимыми контролями.

Неуспех здесь может иметь разные физические причины: переход не происходит, асимметрия слишком мала, последующие реакции её уничтожают, либо требуемая область уже исключена лабораторией. Отсутствие волн имеет решающее значение только там, где согласованный расчёт предсказывает обнаружимый сигнал. Если же его уровень ниже реального шума и фонов, такой опыт ещё не проверяет данную точку. При удачном результате потребуется сопоставить форму спектра с альтернативными источниками.

Полный новый кинетический или термальный расчёт этих программ ещё предстоит выполнить. Его результатом должна стать общая область параметров, допускающая нужный барионный избыток и все независимые измерения. Тогда объяснение древней истории вещества будет связано с лабораторными условиями, при которых от него придётся отказаться.

Глава 8

Ускоряющаяся Вселенная

Историю расширения можно восстанавливать по объектам, чей свет был испущен в разные эпохи: измерить их красные смещения и расстояния, затем найти совместимую с ними динамику. Другой путь — годами следить за изменением красного смещения одного источника. Он требует чрезвычайно устойчивой частотной шкалы. Начнём с первого пути, который привёл к открытию ускорения, а затем спросим, какими независимыми измерениями можно проверить его физическую причину.

В конце XX века измерения далёких сверхновых типа Ia дали свидетельства ускоренного расширения. После учёта свойств световых кривых они оказывались тусклее, чем ожидалось в рассматриваемых моделях с одним замедляющим веществом. Через связь яркости, расстояния и красного смещения это указывало на другую историю космоса. Уже исходные работы обсуждали альтернативные причины — пыль, эволюцию источников, отбор и калибровки. [56]

Современная задача глубже самого обнаружения ускорения. Нам нужно установить, какое физическое описание стоит за ним. Термин «тёмная энергия» объединяет возможные способы описать соответствующий вклад в космологическую динамику. Он не означает, что вещество неизвестного вида уже поймано и изучено в лаборатории.

Постоянство как физическая гипотеза

В общей теории относительности на расширение влияют и плотность энергии, и давление. Поэтому знание только количества энергии недостаточно. Удобно ввести параметр w — отношение давления p к плотности энергии ε:

$$w = \frac{p}{\varepsilon}.$$

Для медленно движущегося вещества давление мало по сравнению с его плотностью энергии. Для излучения оно положительно и существенно. Компонента с достаточно отрицательным давлением способна поддерживать ускоренное расширение. Давление здесь обозначает компоненту тензора энергии и импульса; механическая картинка газа, который толкает внешнюю стенку, неприменима к Вселенной в целом.

Космологическая постоянная Λ даёт особенно экономное описание. Её плотность энергии не разрежается при расширении, а параметр w равен −1. Когда плотность обычной и тёмной материи уменьшается, относительное значение постоянного вклада растёт. Это позволяет получить последовательность эпох без назначения отдельного толчка каждой галактике.

Если плотность такого компонента постоянна, энергия внутри расширяющегося сопутствующего объёма увеличивается. Это не противоречит локальным уравнениям сохранения: они учитывают работу давления, которое в этом случае отрицательно. Представление об одной неизменной полной энергии всей Вселенной требует дополнительных условий симметрии пространства-времени и не переносится автоматически из механики изолированной системы. Поэтому космологическую постоянную нельзя оценивать по бытовой картинке вещества, количество которого остаётся прежним при увеличении сосуда.

У этой простоты есть цена. Измеренное значение постоянной ещё не объясняет её происхождения. Квантовые поля и возможные постоянные слагаемые фундаментальной теории вносят вклад в гравитационно значимую энергию состояния. Почему суммарный результат имеет наблюдаемый малый масштаб — самостоятельная теоретическая проблема. Подстановка подходящего числа в космологические уравнения надёжно описывает динамику, но не решает вопрос, почему природа выбрала именно его.

Можно проверить простое следствие такого описания. Для отдельно сохраняющегося компонента с постоянным w плотность меняется при расширении предсказуемым образом. При $w=-1$ она остаётся постоянной, а при отклонении от этого значения изменяется. Реальные расстояния зависят от накопленной истории расширения. Поэтому даже переменное w не считывается непосредственно с одной сверхновой: его приходится восстанавливать из интегральных наблюдений вместе с другими параметрами.

Граница $w=-1$ тоже требует аккуратной интерпретации. Значение ниже неё называют фантомным. В некоторых простых полевых моделях оно связано с неприемлемой кинетикой, но параметр, восстановленный из наблюдений, может быть эффективной характеристикой более сложной системы. Сначала нужно установить, что именно было вычтено из полной плотности и какие взаимодействия исключены выбранной моделью.

Насколько убедителен намёк на изменение

Для анализа данных часто используют двухпараметрическую форму, в которой сегодняшнее значение и изменение во времени задаются отдельно:

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a).$$

Масштабный фактор a сегодня принят равным единице. Эта форма удобна для сравнения результатов, но не представляет собой самостоятельную теорию поля. Даже статистическое предпочтение такой кривой ещё оставляет вопрос, какая динамика способна её создать и где заканчивается её применимость.

DESI измеряет спектры множества галактик и квазаров и восстанавливает крупномасштабное распределение вещества. Акустический масштаб в этом распределении служит космологической линейкой. В анализе DR2 сами измерения расстояний допускают хорошее описание плоской ΛCDM. Предпочтение меняющейся тёмной энергии возникает при совместном анализе: для сочетания DESI с реликтовым излучением оно составляло 3,1 стандартного отклонения, а с добавлением разных наборов сверхновых — от 2,8 до 4,2. Числа относятся к указанной двухпараметрической альтернативе и конкретным наборам данных. [8]

Дальнейшие наблюдения не обязаны последовательно усиливать первоначальный намёк. В анализе DESI 2026 года, использующем дополнительную информацию из леса линий Лайман-α, значимости для рассмотренных сочетаний изменились. Это демонстрирует зависимость результата от доступных наблюдаемых. При объединении анализов одного и того же обзора нужно учитывать их общие данные: повторное использование коррелированной информации без соответствующей ковариации искусственно увеличило бы уверенность. [57]

Сочетание разных наблюдений самого Dark Energy Survey также проверяет переменную тёмную энергию. В работе 2026 года значимость зависела от включения реликтового излучения и сверхновых; пересмотр сверхновых калибровок менял её. При этом отдельный анализ без сверхновых сохранял умеренное предпочтение динамики. Поэтому объяснение всех ре-

зультатов единственной ошибкой фотометрии пока столь же преждевременно, как объявление установленной эволюции. [58]

Указанное число стандартных отклонений характеризует результат конкретного статистического сравнения; оно не является вероятностью истинности физической картины. Нужны проверки устойчивости к альтернативным параметризациям, систематическим ошибкам и априорным распределениям. Особенно полезен прогноз для новых данных: модель, выбранная по одному сочетанию наблюдений, должна заранее предсказать другое. Тогда дополнительная гибкость кривой получает реальную возможность оказаться ошибочной.

Поле за нарисованной кривой

Скалярное поле задаётся одним значением в каждой точке пространства-времени. Его изменение во времени связано с плотностью кинетической энергии K, а потенциал V задаёт часть плотности энергии, зависящую от самого значения поля. Для однородного поля в обычном каноническом описании получаем:

$$\varepsilon_\varphi = K + V, \qquad p_\varphi = K - V.$$

Когда поле меняется медленно и потенциальный вклад преобладает, давление близко к минус плотности энергии. По мере движения соотношение вкладов может изменяться. Расширение влияет на скорость поля, а его энергия — на расширение; обе истории необходимо вычислять совместно.

Сумма давления и плотности энергии в этих формулах равна удвоенному K. У канонического поля K неотрицательно, поэтому при положительной полной плотности энергии w не опускается ниже −1. Кривая, пересекающая эту границу, потребует иной физики или иной интерпретации восстановленного параметра.

Чтобы увидеть эту связь, рассмотрим иллюстративный расчёт книги. Зададим положительное колоколообразное отклонение 1+w с максимумом 0,25 около красного смещения 0,5 и шириной 0,2 по переменной ln a. Сегодня доля вещества принята равной 0,3, доля поля — 0,7; пространство плоское, радиацией на позднем интервале от сегодняшней эпохи до z=3 пренебрегаем. Параметры выбраны вручную и не являются результатом подгонки наблюдений.

Колоколообразный профиль остаётся выше границы −1. Он иллюстрирует динамику канонического поля и отличается от двухпараметрического описания, предпочитаемого некоторыми сочетаниями данных DESI. Совместимость именно этого профиля с наблюдениями предстоит проверить.

Заданная функция позволяет восстановить плотность поля, скорость его изменения и потенциал вдоль траектории. Затем найденный потенциал подставляют в уравнение движения и решают его независимо. Совпадение двух историй проверяет физическую согласованность реконструкции. Сам метод имеет известные научные предшественники. [59]

В этом примере независимый расчёт воспроизводит исходную историю с высокой численной точностью. Потенциал имеет минимум, который поле проходит примерно при красном смещении 0,199. Сегодня оно уже поднимается по другой стороне, расходуя накопленную кинетическую энергию. Картина непрерывного скатывания вниз оказалась бы неверной, хотя само решение каноническое. Это простая иллюстрация того, почему удобный образ необходимо проверять уравнениями.

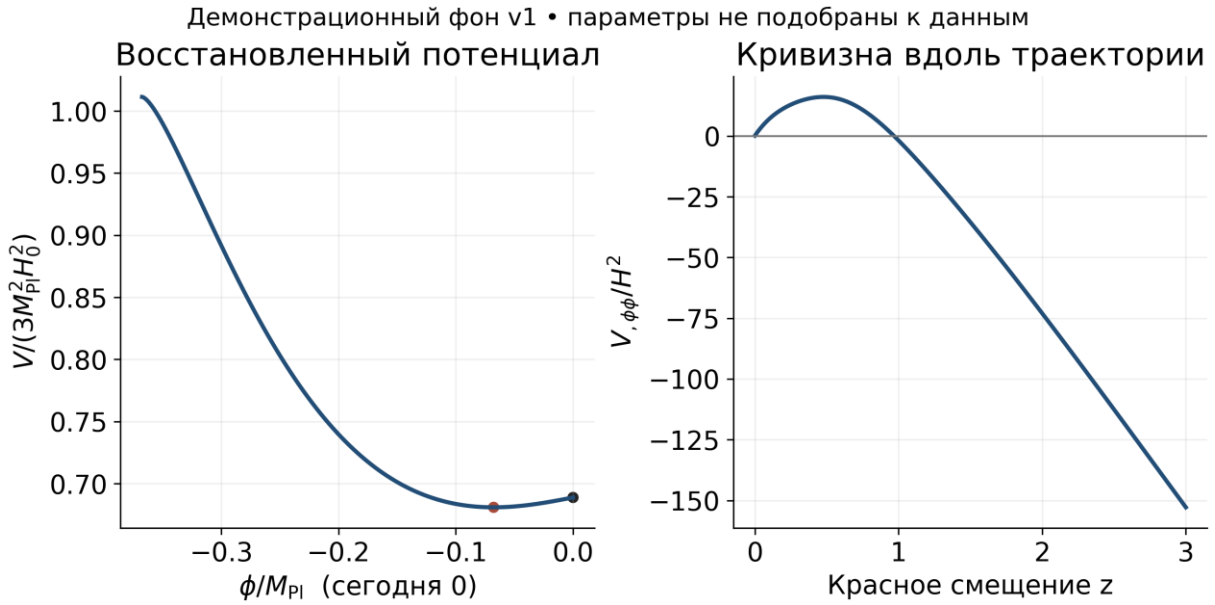


Рисунок 3. Реконструкция учебного скалярного профиля и независимая проверка его динамики. Минимум потенциала находится в уже пройденном участке траектории. График описывает выбранный пример; согласие с наблюдательными данными здесь не проверялось.

Малые изменения однородных начальных условий дают небольшие изменения позднего результата в исследованной окрестности. Пространственные неоднородности требуют отдельной проверки. На части траектории кривизна потенциала отрицательна: здесь имеется в виду форма графика энергии поля, а не кривизна пространства. Она влияет на рост или затухание возмущений, но одного знака недостаточно для вывода. Необходимо учесть пространственные градиенты и связь с гравитацией; точность однородного решения этого не обеспечивает.

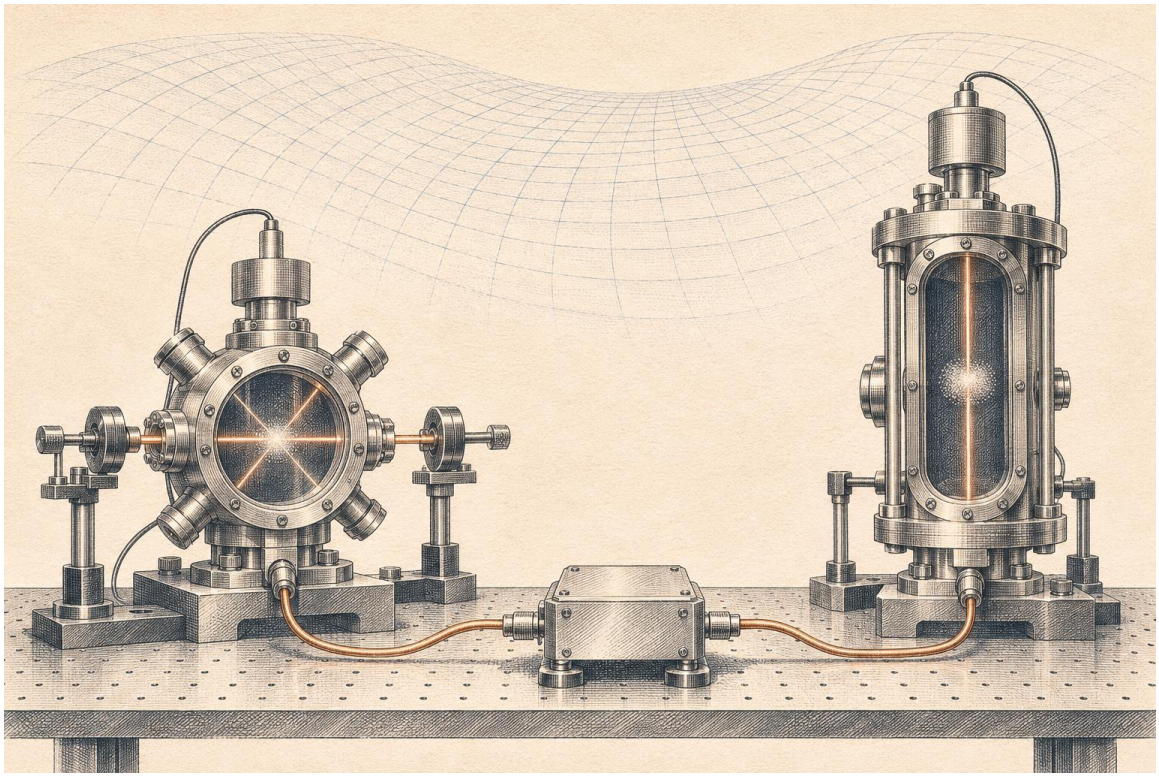
Есть и предел продолжения в будущее. При бесконечной экстраполяции той же колоколообразной функции поле приближается к конечному значению, а вторая производная потенциала неограниченно возрастает по модулю. Продолжить потенциал через эту точку с непрерывной второй производной нельзя. Она достигается лишь за бесконечное время, поэтому конечной по времени космологической катастрофы расчёт не устанавливает. Он указывает, где выбранному профилю потребуется физически обоснованное продолжение.

От атомных часов к дополнительному измерению

Если поле связано с электромагнетизмом, его движение может менять безразмерные характеристики взаимодействий, например постоянную тонкой структуры. Тогда космологическая идея получает лабораторный канал проверки. Разные атомные переходы по-разному чувствительны к параметрам микрофизики; сравнение часов позволяет искать относительное изменение их частот.

Но измерение обычно ограничивает произведение силы связи и скорости поля. Почти постоянное отношение частот может означать малое движение, слабую связь или сочетание обоих обстоятельств. Разделить их без дополнительных предпосылок нельзя. Восстановленная космологическая траектория помогает связать величины, но сама должна выдерживать наблюдательные ограничения. Именно зависимость выводов от таких предпосылок подробно исследуется в работах о меняющейся постоянной тонкой структуры. [60]

Та же связь способна породить различия ускорений тел разного состава. Поэтому к часам добавляется проверка принципа эквивалентности: предсказание зависит от того, как поле взаимодействует с составляющими атомов и их энергиями связи. Отдельная трудность состоит в устойчивости очень лёгкого поля к квантовым поправкам. Закон, удобный для космологического графика, ещё должен быть совместим с остальной микрофизикой. [61] [62]



Гравюра 11. Космологическое поле и лабораторные часы. Сравнение разных атомных переходов связывает космологическую гипотезу с лабораторным измерением. Если поле взаимодействует с электромагнитным сектором, изменение отношения частот может ограничить сочетание силы связи и скорости поля. Приборные узлы изображены условно; гравюра не задаёт конструкцию часов и не утверждает, что такая связь уже обнаружена.

В направлении Dark Dimension появляется связь с геометрией: радиус дополнительного измерения меняется вместе со скалярным полем, влияя на массы состояний тёмной материи. Работа, опубликованная в ноябре 2026 года, рассматривает такую динамику. Чтобы описать её привычными компонентами, авторы вычитают из общей плотности гипотетическую материю, которая сохранялась бы отдельно, и относят остаток к эффективной тёмной энергии. При этом нормировка вычитаемой материи задана в раннюю эпоху. Остатку может соответствовать w ниже −1, хотя кинетическая энергия самого поля остаётся обычной: часть эффекта возникает из принятого разделения взаимодействующих компонентов. [63]

Один геометрический механизм здесь связывает расширение и свойства тёмной материи. Это проверяемое достоинство гипотезы, но существование дополнительного измерения ещё не установлено. Для прогноза роста структур нужны уравнения взаимодействующего сектора; формулы для отдельно сохраняющейся материи к нему неприменимы.

Измерить изменение за двадцать лет

У заданной истории поля есть ещё одно наблюдаемое следствие. В главе 3 мы обсуждали повторное измерение красного смещения одного поглотителя. Теперь можно вычислить его дрейф и сравнить с моделью, где тёмная энергия постоянна. Возьмём тот же гауссов профиль, H_0=70 км/с/Мпк, сегодняшнюю долю материи 0,3 и интервал между наблюдениями двадцать лет. Двадцать лет здесь задают масштаб расчёта; длительность реального эксперимента ещё предстоит обосновать.

При красном смещении z=0,5 космологическая постоянная даёт спектральный сдвиг, эквивалентный +5,48 см/с, а выбранное поле — +4,00 см/с. Наибольшая разность составляет около 1,82 см/с при z≈0,78. При z=3 обе модели дают отрицательный сдвиг, и разность уменьшается примерно до 0,37 см/с. Знак относится к изменению красного смещения, переведённому в единицы скорости; формула и остальные значения приведены в приложении.

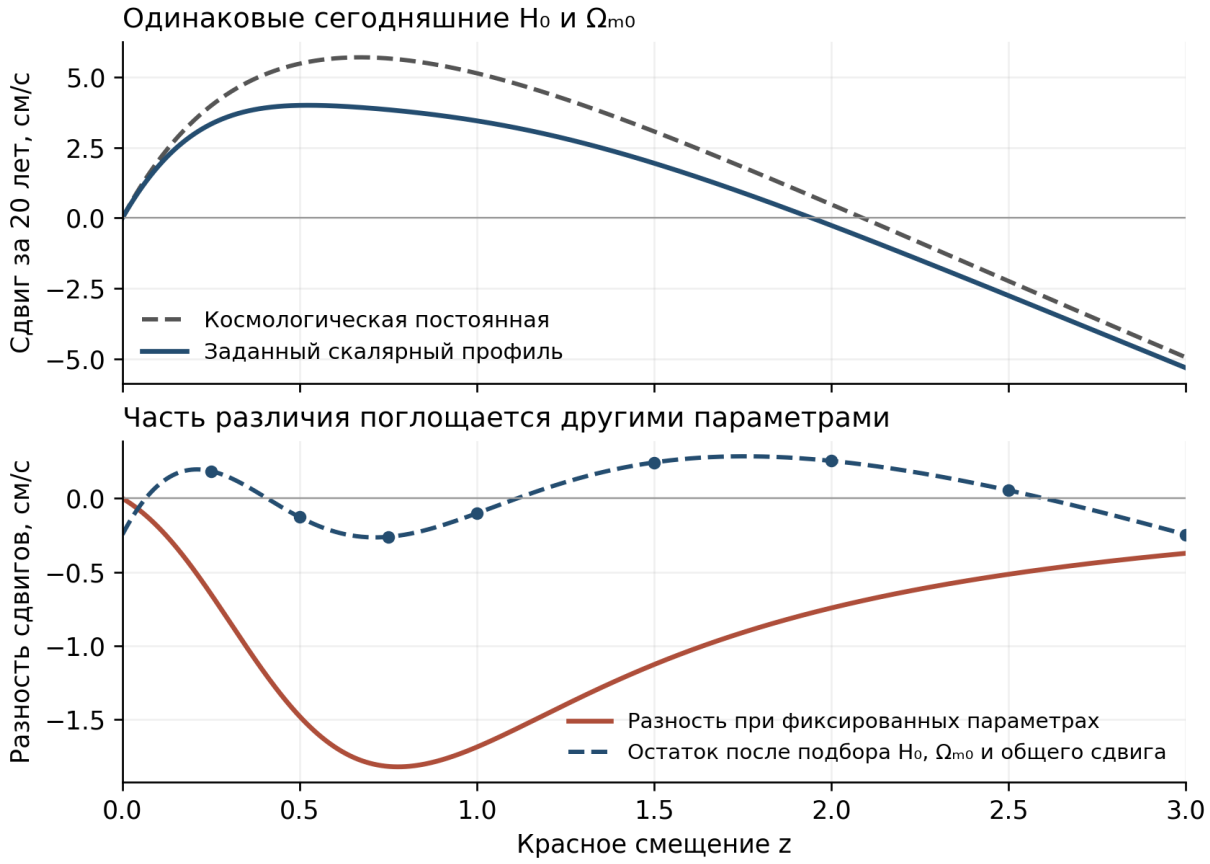


Рисунок 4. Дрейф красного смещения для заданного скалярного профиля и космологической постоянной за двадцать лет. Сверху H_0=70 км/с/Мпк и Ω_{m0}=0,3 одинаковы. Снизу показаны исходная разность и остаток после подбора H_0, Ω_{m0} и общего калибровочного сдвига в модели с постоянной. Точки обозначают восемь условных красных смещений для подбора. Это расчёт двух моделей; наблюдательных данных и прогноза точности конкретного прибора на рисунке нет.

Однако сравнение при фиксированных параметрах переоценивает самостоятельную различающую способность этого канала. Разрешим модели с космологической постоянной менять H_0 и долю материи. На восьми условных красных смещениях её кривая приближается к скалярной так, что каждый остаток становится меньше 0,3 см/с. Для этого ей требуется H_0 около 57,1 км/с/Мпк. Мы не утверждаем, что такое значение согласуется с реальным космосом: ни-

какие независимые наблюдения в этот подбор не включались. Пример показывает, какие параметры потребуется ограничить другими измерениями, прежде чем оценивать различимость двух механизмов.

Нужно учитывать и доступные спектральные линии. Наибольшая разность наших фиксированных моделей приходится на сравнительно небольшое красное смещение. Наземные оптические наблюдения леса Лайман-α рассчитаны на более далёкие поглотители, где ультрафиолетовая линия уже сместилась в доступный диапазон. Поэтому предложенная сетка не описывает возможности одного спектрографа. Следует отдельно рассчитать чувствительность оптических и радионаблюдений и проверить, что их сочетание даёт после учёта общих и отдельных калибровок. [14] [13]

Следующий шаг определён самим расчётом: заменить условные ошибки реальной моделью наблюдений и добавить независимые ограничения космологических параметров. Здесь мы сравниваем разные истории расширения в доступном прошлом. В главе 20 появится более строгая трудность — разные будущие продолжения, чьё прошлое в заданном приближении совпадает точно; этот дрейфовый пример сам по себе её не снимает.

Как это проверить

Начнём с определённой модели поля: зададим её действие, связи и область применимости, вычислим расширение и пространственные возмущения. Сверхновые и акустический масштаб ограничивают расстояния. Падение галактик в сгущения вещества добавляет собственные скорости и искажает их распределение в пространстве красных смещений; этот эффект вместе со слабым линзированием проверяет рост структуры. Начальную амплитуду ограничивают ранними наблюдениями, согласовав с ними продолжение модели. Затем одни начальные возмущения и параметры вещества используют во всех поздних каналах, без новой нормировки для каждого.

С учётом этих начальных ограничений по геометрическим измерениям получим допустимую область параметров и предскажем рост для заранее отложенной выборки. Учтём ошибки красных смещений, собственные ориентации галактик, влияние обычного вещества и массы нейтрино. Если область, подходящая расстояниям, не воспроизводит рост при проверенных неопределённостях, модель отвергается. Добавление свободного изменения гравитации означало бы новую гипотезу.

Необходимую точность определят искусственные каталоги для космологической постоянной и выбранного поля. В них воспроизводят отбор объектов, шум и общие систематические сдвиги, после чего применяют обработку реальных данных. При заранее выбранной допустимой частоте ложного обнаружения вычисляют, какие параметры поля можно отличить от постоянной. Результат — карта чувствительности, включающая и ещё неразличимые версии.

Атомные часы добавляют независимый канал при выведенной связи поля с электромагнитными параметрами. Сравнивают несколько переходов с разной чувствительностью, контролируют внешние поля и сопоставляют результат с опытами на универсальность свободного падения. Нулевое изменение частот ограничивает комбинацию скорости поля и его связи. Исключается та версия, которая предсказывает превышение достигнутого предела; почти несвязанное с обычным веществом поле может остаться доступным только космологическим проверкам.

Для дополнительного измерения общий радиус, спектр и связи должны одновременно определять космологию, лабораторную силу на малых расстояниях и астрофизический перенос энергии. Первый шаг — независимо воспроизвести одну законченную реализацию вместе с её возмущениями. Отсутствие общей допустимой области, с учётом измерительных и теоретических ошибок, исключит именно эту реализацию.

Следующий исследовательский результат должен соединить рассчитанную динамику с наблюдениями и показать, какие параметры проходят одновременно проверки расстояниями, ростом и доступными лабораторными измерениями. Выполненная реконструкция — исходный материал для такой работы; её наблюдательная жизнеспособность ещё не установлена.

Глава 9

Сколько весит пустота

Представим лабораторию, из которой последовательно удаляют воздух, свет, тепловое излучение и остаточные частицы. Приборы становятся холоднее, давление падает, но вопрос «что осталось?» не сводится к ответу «ничего». В физическом описании остаются поля, их взаимодействия и допустимые состояния. Вакуум — название состояния системы, а не отсутствие законов и самой системы. Поэтому вопрос о его гравитации возникает раньше любых рассуждений о происхождении мира из абсолютного ничто.

Название этой главы намеренно напоминает бытовое взвешивание. Однако космолог не ставит пустоту на весы. Он спрашивает, какой вклад состояние полей вносит в уравнения геометрии и можно ли объяснить величину этого вклада, сохранив остальные успехи физики. Позднее ускорение расширения делает вопрос наблюдательным. Но даже идеальная реконструкция расширения ещё не расскажет, какая часть измеренного эффекта связана с вакуумом, а какая — с новым полем или изменением закона гравитации.

Здесь скрыты две разные трудности. Первая: почему допускаемый уравнениями постоянный вклад столь мал по сравнению со многими масштабами физики частиц? Вторая: почему его малость должна сохраняться, когда расчёт уточняют? Число можно выбрать однажды. Объяснение должно выдержать появление новых поправок. Именно между удачным подбором числа и устойчивым механизмом проходит существенная часть переднего края этой проблемы.

Почему нулевая отметка становится физической

В обычной механике можно прибавить постоянную к потенциальной энергии. Сила зависит от её изменения с положением, поэтому траектория частицы останется прежней. Так же можно сменить нулевую отметку высоты, не изменяя перепад между этажами. Эта свобода часто подсказывает неверный ответ: достаточно объявить энергию вакуума нулевой, и вопрос исчезнет. В гравитационной теории добавление постоянной в плотность энергии требует внимательнее посмотреть на действие.

Нужно также уточнить, какой вакуум имеется в виду. В изменяющейся геометрии выбор состояния поля может требовать дополнительных условий, а его тензор энергии-импульса не обязан состоять только из постоянного члена. Поэтому ниже мы сначала выделяем именно постоянную часть действия. Это позволяет поставить ясную задачу, не объявляя всякую энергию квантовых полей космологической постоянной. Динамические возбуждения, тепловые вклады и зависящая от геометрии поляризация требуют собственного расчёта.

Возьмём метрическую сигнатуру −+++ и единицы, в которых скорость света равна единице. Постоянный член в действии вещества записывается как минус плотность энергии, умноженная на элемент четырёхмерного объёма. Элемент объёма зависит от метрики. Следовательно, даже пространственно однородная добавка участвует в вариации действия по геометрии. Из этого непосредственно получаются тензор энергии-импульса и уравнение состояния:

$$T_{\mu\nu}^{\mathrm{vac}} = -\rho_{\mathrm{vac}} g_{\mu\nu}, \qquad p_{\mathrm{vac}} = -\rho_{\mathrm{vac}}.$$

Отрицательное давление здесь не означает, что пустое пространство заполнено невидимым газом с необычными молекулами. Это характеристика отклика энергии на изменение объёма. Если однородная плотность остаётся постоянной, энергия выбранного расширяющегося сопутствующего объёма увеличивается пропорционально самому объёму. В локальном законе сохранения такое поведение согласуется с работой давления. Переносить на всю расширяющуюся Вселенную закон сохранения энергии из неподвижной лабораторной коробки без уточнения условий нельзя.

Рассмотрим предельно простой случай: других источников нет, гравитацию описывает общая относительность, все постоянные вклады уже собраны в одну физическую плотность ρΛ. Обозначим приведённую планковскую массу через M_{Pl}, так что $M_{Pl}^2=1/(8\pi G)$. Взятие следа уравнения Эйнштейна даёт:

$$M_{\mathrm{Pl}}^2 G_{\mu\nu} = -\rho_\Lambda g_{\mu\nu} \quad \Longrightarrow \quad R = \frac{4\rho_\Lambda}{M_{\mathrm{Pl}}^2}.$$

Это маленький вывод, а не новая формула гравитации. Он показывает, где ломается механическая аналогия с нулём высоты: постоянная плотность определяет кривизну. При наличии вещества и неоднородностей одного числа R уже недостаточно для описания пространства-времени, но постоянный источник из уравнений не исчезает. Можно перенести его из правой части в левую, назвав космологической постоянной. Такое перемещение меняет запись, а не физическое содержание.

Предположим теперь, что хочется заменить эту постоянную произвольной функцией времени, чтобы улучшить согласие с наблюдениями. Тогда возникает дополнительное условие. Геометрическая часть уравнений удовлетворяет тождеству Бианки, поэтому суммарный источник должен быть ковариантно сохраняющимся. Если обычное вещество сохраняется отдельно, просто подставленная переменная «постоянная» нарушит согласованность. Понадобится поле, обмен энергией или иное явно заданное изменение теории. Гибкая кривая на графике сама по себе такого изменения не задаёт.

Что именно складывается в измеряемую величину

Квантовый расчёт требует разделять промежуточные величины и наблюдаемый результат. В интегралах могут появляться бесконечности или сильная зависимость от введённого ограничения на энергии. Это не разрешение подставить любое получившееся огромное число в космологию. Параметры действия и вклады полей определяются в согласованной процедуре перенормировки. Наблюдения относятся к их конечной сумме, а не к каждому слагаемому по отдельности.

Удобна схематическая запись, где μ обозначает масштаб перенормировки:

$$\rho_{\Lambda,\mathrm{phys}} = \rho_{\Lambda,\mathrm{ren}}(\mu) + \rho_{\mathrm{fields}}(\mu), \qquad \frac{d\rho_{\Lambda,\mathrm{phys}}}{d\ln\mu} = 0.$$

Последнее равенство относится к согласованному полному расчёту; при усечении ряда остаётся зависимость более высокого порядка. Меняя μ, мы меняем способ распределить результат между слагаемыми. Это не физическое изменение плотности вакуума во времени. Нельзя отождествлять бегущий параметр с автоматически предсказанной эволюцией тёмной энергии: для такой эволюции требуется отдельное динамическое обоснование.

Посмотрим на один конкретный квантовый вклад. Для одного вещественного скалярного поля с положительным квадратом массы m^2, в плоском фоне и схеме модифицированного минимального вычитания, однопетлевой член эффективного потенциала имеет вид ниже. Эта стандартная формула следует из квантового расчёта; её обобщённое изложение дано, например, в работе Стивена Мартина. [64]

$$\Delta V_1 = \frac{m^4}{64\pi^2}\left[\ln\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right) - \frac{3}{2}\right].$$

Здесь важен масштаб m^4 и необходимость согласовывать поправку с параметрами действия. Коэффициенты для других полей и схем могут отличаться, фермионные вклады имеют свою структуру, а в искривлённом пространстве появляются дополнительные геометрические члены. Поэтому эта строка не является численным предсказанием всей вакуумной энергии Вселенной. Она показывает, почему добавление тяжёлого сектора способно изменить условия, при которых малая конечная величина сохраняется.

Часто проблему иллюстрируют одним гигантским числом несовпадения. Оно зависит от того, какие масштабы и способ оценки выбраны. Для аргумента важнее другое: после согласования теории на одном уровне следующий физически допустимый вклад не должен заставлять нас заново организовывать чрезвычайно точную компенсацию. Даже если отбросить грубую оценку с максимальным возможным обрезанием, вопрос о чувствительности к известным порогам масс остаётся осмысленным.

Можно увидеть логику на придуманном арифметическом примере. Пусть два вклада величиной около миллиона должны дать разность порядка единицы. Подобрать их несложно. Но если независимое уточнение меняет один вклад на тысячу, результат уже не мал. Объяснение малости должно сообщить, почему изменится и другой вклад или почему новая добавка вообще не попадёт в измеряемую сумму. Само по себе повторное подстраивание чисел такого сообщения не содержит.

Отсюда следует полезное правило сравнения моделей. Нужно спросить не только, сколько свободных параметров позволило получить хороший результат, но и какие связи между параметрами обязательны. Если компенсация следует из симметрии или ограничения, уточнение должно сохранять эту связь в указанной области. Если же два числа независимы, требование их совпадения с высокой точностью остаётся дополнительным условием. Наличие малого параметра ещё не означает наличие механизма его малости.

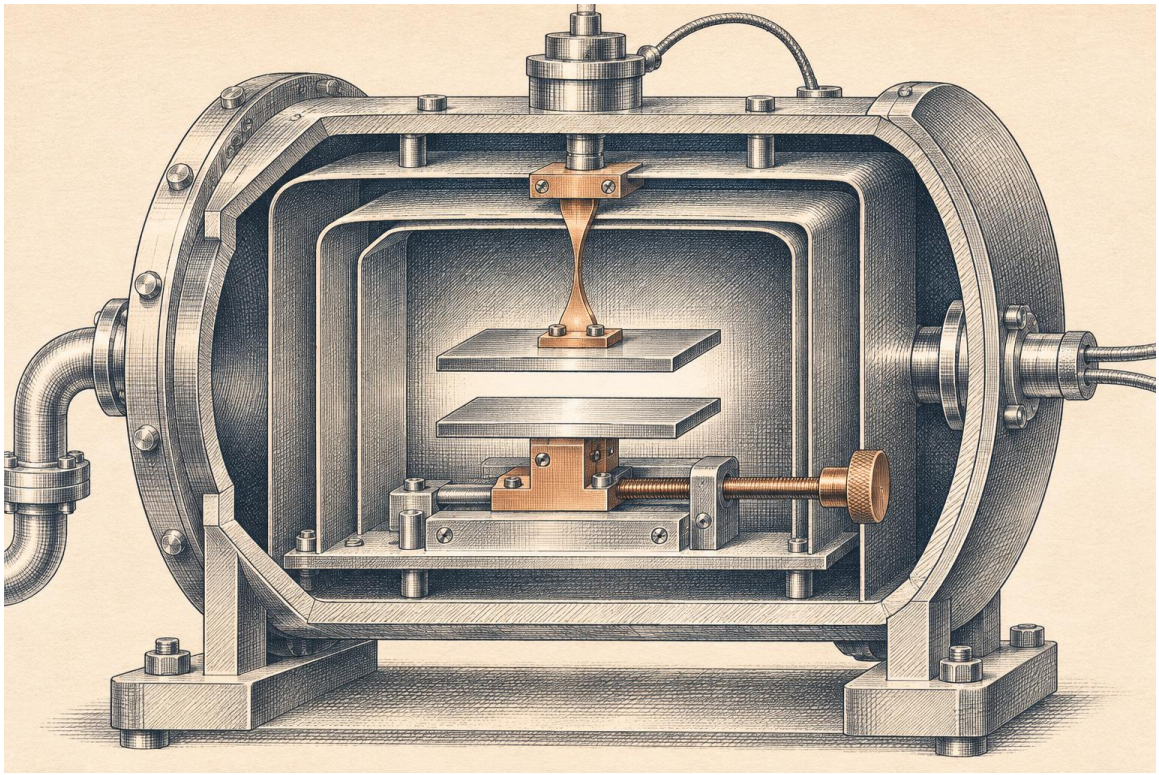
Есть и отдельный вопрос о времени: почему плотность постоянного компонента и плотность разбавляющегося вещества оказываются сопоставимы в некоторую эпоху? Даже объяснение устойчивой малой постоянной не обязано отвечать на него автоматически. И наоборот,

модель, связывающая переход к ускорению с изменением состава Вселенной, ещё должна объяснить собственную чувствительность к вакуумным поправкам. Разделение задач позволяет оценить вклад теории без требования немедленно решить всё и без незаметного присвоения ей лишних успехов.

Что говорит лабораторная пустота

У вакуума есть измеримые проявления, но у каждого опыта своя наблюдаемая величина. Сила между материальными поверхностями зависит от их свойств и расстояния. В анализе эффекта Казимира Роберт Джаффе показал возможность описания через взаимодействия зарядов и токов без обращения к абсолютной сумме нулевых энергий. Поэтому измеренная сила сама по себе не определяет гравитационное действие однородного космологического вакуума. [65]

Полезно сформулировать различие как задачу экспериментатору. Если установка измеряет изменение силы при перемещении пластин, её результат должен сопоставляться с производной энергии всей установки по этому перемещению. Если предполагается измерить изменение её гравитационной массы, необходимо учесть пластины, напряжения, крепления, тепловой режим и источник совершённой работы. Вычесть неудобные части системы на словах нельзя. Иначе мы сравним разные физические объекты и назовём разность «весом пустоты».



Гравюра 12. Пустота внутри полной установки. Изменяя расстояние между поверхностями, измеряют отклик всей физической установки. Для вопроса о её гравитационной массе существенны также крепления, напряжения, тепло и совершённая работа. Пластины и камера показаны условно. Измеренная сила между поверхностями сама по себе не определяет гравитационный вклад однородного космологического вакуума.

Это не делает лабораторные исследования бесполезными. Они могут проверять конкретное предсказание о том, как полная энергия связанной системы участвует в гравитации. Но путь

от такого результата к космологической постоянной должен проходить через явную теорию. Локальное изменение граничных условий и однородная добавка к действию на всём пространстве-времени — разные операции. Умение различать их защищает программу исследования от ложного обещания одного решающего опыта.

Механизм должен пережить уточнение

Предположим, что вместо постоянной мы ввели медленно изменяющееся скалярное поле. Его потенциал можно подобрать так, чтобы получить подходящее расширение. Однако к потенциалу по-прежнему можно добавить постоянную, а взаимодействия поля порождают поправки. Значит, объяснение динамики тёмной энергии и объяснение устойчивости её абсолютного уровня — две связанные задачи. Решение первой не следует автоматически считать решением второй.

Приближённая симметрия может ограничивать допустимые поправки. Например, если действие почти не меняется при сдвиге поля, некоторые формы потенциала оказываются защищены лучше произвольных. Но слово «симметрия» ещё не завершает расчёт. Нужно указать, какие взаимодействия её нарушают, насколько велики соответствующие параметры и какие поправки появляются после включения вещества и гравитации. Здесь полезен вычислительный помощник: он может искать забытые допустимые операторы. Право объявить механизм устойчивым появляется после проверки их влияния.

Один конкретный исследовательский путь предложили Неманья Калопер и Антонио Падилья. В исходной глобальной конструкции секвестрации дополнительные переменные вводят ограничения, благодаря которым постоянные вакуумные вклады петель вещества сокращаются в гравитационных уравнениях. Важна область утверждения: речь идёт о защищённом секторе вещества, без полного решения задачи петель гравитонов. У исходной конструкции есть глобальные условия, включая конечный четырёхмерный объём. Это сильное изменение структуры теории, а не новое обозначение старой постоянной. [66]

В последующей локальной версии Калопер, Падилья и соавторы использовали дополнительные поля и четырёхформенные напряжённости. Постоянство некоторых величин становится следствием локальных уравнений. Требование конечного четырёхмерного объёма в этой версии снимается, а остаточный постоянный вклад включает интеграционные константы. Авторы получают устойчивость к рассматриваемым вакуумным поправкам вещества, но значение конечного остатка требуется измерить. Предсказание устойчивости и предсказание конкретной наблюдаемой величины здесь следует различать. [67]

Эти примеры полезны даже читателю, который не готов считать механизм правильным. Они задают строгий вопрос: что именно надо изменить в уравнениях, чтобы однородный сдвиг энергии не разрушал наблюдаемую геометрию, сохраняя при этом гравитацию обычных возбуждений? Если убрать из правой части вообще всю энергию, исчезнет и объяснение движения планет. Если компенсировать только одну заранее выбранную константу, останется вопрос о следующей поправке. Успешная конструкция должна пройти между этими крайностями.

Как это проверить

Начать предлагается с открытого вычислительного задания, которое можно выполнить до появления нового телескопа. Выбирается полностью заданное действие, сектор вещества, процедура перенормировки и набор граничных либо глобальных условий. Затем рассчитываются два согласованных случая: исходный и случай с дополнительным постоянным вкладом в лагранжиан вещества. Правило сопоставления параметров фиксируется заранее. Иначе ручная повторная настройка космологического члена воспроизведёт желаемый ответ при любом механизме.

В простом вакуумном примере общей относительности, разобранном выше, при фиксированных остальных параметрах изменение кривизны равно $4\Delta\rho/M_{Pl}^2$. Для альтернативной конструкции надо самостоятельно вывести соответствующий отклик, включая ограничения. Если постоянный вклад сокращается, следующий шаг — добавить разрешённые взаимодействия и выполнить хотя бы первую нетривиальную квантовую поправку. Проверка должна показать сокращение в измеряемой величине, а не только исчезновение выбранного символа из одной строки действия.

Такой сдвиг служит диагностикой теории, а не инструкцией мгновенно изменить вакуум лаборатории. Реальный фазовый переход гораздо сложнее: меняются состояние вещества, распределение энергии, температура и, возможно, число эффективных степеней свободы. Для космологической проверки переход следует включить в единую историю, сохраняя законы обмена энергией. Нельзя просто переключить постоянную в уравнении Фридмана и проигнорировать то, куда делась разность энергий.

Следующий этап — связать фон с возмущениями. Модель должна предсказать не только $H(z)$, но и рост неоднородностей, распространение света, свойства гравитационных возмущений там, где она их меняет. Проверяются существование решения, отсутствие недопустимых быстрых неустойчивостей и область применимости приближения. Совпадение одной кривой расширения не компенсирует неверный знак кинетической энергии дополнительной степени свободы.

Только после этого имеет смысл строить наблюдательный прогноз. Предсказанные расстояния и рост структуры сравниваются совместно, с общими параметрами и систематическими ошибками. Если механизм заметно меняет раннее расширение, добавляются ограничения из горячей истории, включая первичный нуклеосинтез. Если он действует лишь на постоянный вклад и оставляет привычную динамику, надо прямо указать, какие данные вообще способны отличить его от общей относительности с выбранной космологической постоянной.

Возможно, окажется, что в доступной области две конструкции наблюдательно эквивалентны. Это содержательный отрицательный результат: он запрещает продавать существующие измерения как подтверждение внутреннего механизма. Тогда программа разделяется на проверку математической согласованности и поиск нового эффекта, который действительно различает модели. Такой эффект должен следовать из уже заданной конструкции. Добавление произвольного сигнала специально под удобный прибор не будет проверкой исходной идеи.

Для работы с ИИ здесь подходит конкретный формат. Исследователь задаёт действие и контролируемое приближение, а система автоматически выводит уравнения, проверяет размерности, сравнивает независимые способы вычисления и строит карту отказов. Человек про-

веряет выбор наблюдаемой, условия сокращения и допустимость приближений. Полезный итог — воспроизводимый набор случаев, где механизм выдерживает возмущение, и случаев, где он ломается. Генерация сотни похожих потенциалов без этой проверки почти не приближает ответ.

Практически такой набор можно начать с малого. Достаточно одного свободного массивного поля, одной выбранной регуляризации и одного семейства космологических решений. Затем добавляется одно взаимодействие, после него — второй массовый порог. На каждой ступени сохраняются промежуточные выражения и сравнение с независимым выводом. Последовательное расширение не даёт смешать ошибку реализации с отказом физического механизма. Найденное расхождение должно сопровождаться минимальным примером, который может воспроизвести другая группа.

Труднее всего будут случаи, где механизм зависит от условий на всей истории пространства-времени. Для них недостаточно предъявить локальное решение на коротком интервале. Необходимо проверить, допускает ли оно продолжение, удовлетворяющее исходному ограничению, и насколько вывод чувствителен к этому продолжению. Если разные допустимые продолжения дают одинаковые наблюдаемые сегодня, такая неоднозначность должна войти в результат. Она связывает проблему вакуума с вопросом о пределах вывода из конечной наблюдаемой области.

Критерий опровержения следует записать заранее. Для заявленного механизма это может быть несокращающийся разрешённый квантовый вклад, неизбежная быстрая неустойчивость в нужной области или несовместимость связанных наблюдаемых при одном наборе параметров. Каждый такой исход опровергает определённую конструкцию и её область утверждений. Он не доказывает, что любая будущая теория вакуума невозможна. В этой главе предложен порядок исследования; новая модель секвестрации и её соответствие данным здесь не рассчитаны.

Проблема веса пустоты соединяет космологию с устройством квантовой теории особенно жёстко. Здесь мало объяснить, почему Вселенная ускоряется сегодня. Требуется понять, почему её крупномасштабная геометрия остаётся совместимой с тем, что мы узнаём о микроскопическом мире. Это делает малый постоянный вклад не последним подогнанным числом в таблице, а местом, где можно искать недостающее правило связи между энергией и пространством-временем.

Глава 10

Где расходятся измерения

Противоречие между измерениями привлекает внимание сильнее, чем их согласие. Это понятно: именно расхождение может указать на физику, которой ещё нет в наших уравнениях. Но наблюдения не спорят непосредственно. Между зарегистрированным светом и космологическим параметром стоит цепочка калибровок, поправок и модельных связей. Чтобы понять значение расхождения, необходимо выяснить, на каком звене расходятся два маршрута.

Представим две группы геодезистов, измеряющих один участок. Одна определяет длину прямым сравнением с линейкой, другая вычисляет её по углам треугольника. Несовпадение может означать неверную линейку, ошибку угла или непригодность предположения о плоской поверхности. В космологии роль поверхности играет история расширения и роста структуры. Само наличие нескольких маршрутов позволяет проверять эти предположения.

По состоянию исследований, рассмотренных в этой книге, нельзя свести все космологические напряжения к одной универсальной поломке. У постоянной Хаббла, амплитуды неоднородностей и ранних галактик различаются наблюдаемые величины и главные неопределённости. Связать их одной новой теорией было бы ценно, но сначала каждая связь должна стать количественным прогнозом.

Два пути к сегодняшнему расширению

Параметр H_0 описывает нынешний относительный темп расширения. Для близкой галактики сопоставляют расстояние с красным смещением, учитывая её собственное движение относительно общего потока. Расстояние строят по цепочке перекрывающихся методов. Геометрически измеренные близкие объекты задают абсолютную шкалу; звёзды известных типов переносят её на другие галактики, а более яркие источники продолжают измерения дальше.

У цефеид период пульсации связан со светимостью. После калибровки эта связь позволяет по периоду узнать, сколько света испускает звезда, и по наблюдаемой яркости определить расстояние. Другие звёздные методы используют иные физические свойства. Однако общие опоры, галактики и стандарты яркости связывают их ошибки. Десять оценок с одной общей калибровкой не дают десяти независимых проверок этой калибровки; такие связи учитывает ковариационная матрица.

Совместная сеть локальных расстояний получила $H_0 = 73{,}50 \pm 0{,}81$ км/с/Мпк. Здесь 0,81 — стандартная ошибка, полученная из общей ковариационной матрицы в принятом гауссовом приближении. Авторы проверяли устойчивость к удалению отдельных индикаторов и учитывали общие калибровки. Но слово «консенсус» в названии работы описывает результат участвующей коллаборации, а не завершённое согласие всех исследовательских групп. [68]

Другой маршрут начинается с реликтового излучения. Измеряется угловая картина ранних неоднородностей; физическая модель связывает её со звуковым масштабом и последующим расстоянием до соответствующей эпохи. В базовой плоской ΛCDM анализ Planck даёт сегодняшнее значение $H_0 = 67{,}4 \pm 0{,}5$ км/с/Мпк при 68-процентном доверительном уровне. Это не

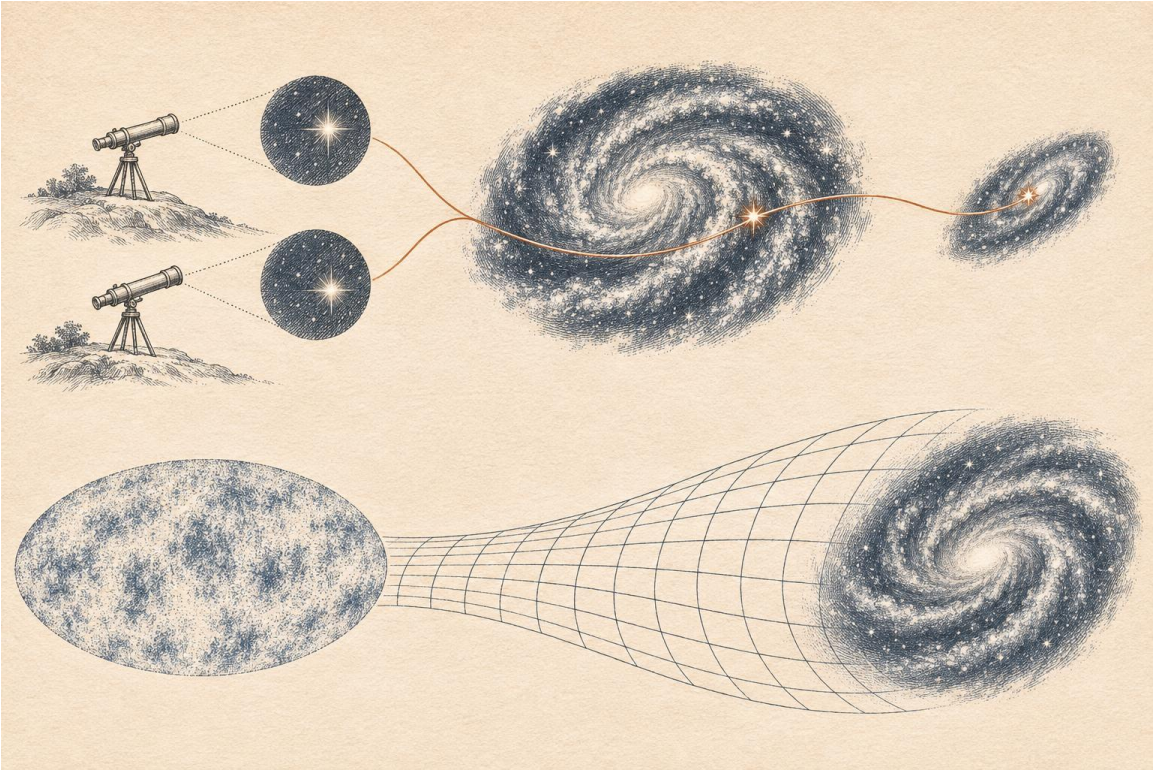
прямое измерение сегодняшнего расширения в ранней Вселенной. Значение получается после проведения модели через её историю. [6]

Метод верхушки ветви красных гигантов использует резкую границу распределения светимостей старых звёзд перед началом горения гелия в их ядрах. После калибровки абсолютной светимости положение границы даёт расстояние. В JAGB используются свойства другой выбранной звёздной популяции. Разные стадии звёздной эволюции по-разному чувствительны к возрасту, химическому составу и окружению. Поэтому согласие методов ценно именно как физический контроль, хотя общие геометрические опоры могут сохранять корреляцию их ошибок.

Положение между двумя числами занимают некоторые другие маршруты. Программа CCHP, использующая верхушку ветви красных гигантов, или TRGB, и выбранные звёзды асимптотической ветви гигантов, или JAGB, сообщает более низкие центральные оценки, чем локальная сеть, и более широкие погрешности. Её наиболее точная приведённая оценка по TRGB составляет 70,39 км/с/Мпк. Авторы разделяют ошибки: ±1,22 от статистики, ±1,33 от систематики и дополнительный вклад ±0,70 для остаточных неопределённостей сверхновых, включая их фотометрическую калибровку и собственные движения галактик. Статистическая часть соответствует центральному 68-процентному интервалу маргинального распределения; два других вклада приведены отдельно. Это достаточная причина рассматривать устройство локальной шкалы подробнее. [69]

Сильная линза даёт несколько изображений одного источника. Если источник меняет яркость, один и тот же рисунок изменений приходит по разным световым путям с задержкой. Она зависит от геометрии и гравитационного потенциала линзы и позволяет определять космологический масштаб. В анализе TDCOSMO 2026 авторы сообщают H_0=71,1 км/с/Мпк с асимметричной оценкой неопределённости +2,4 и −2,3. Этот результат получен при плоской ΛCDM с внешним ограничением плотности вещества из выборки сверхновых DES-Dovekie. Распределение массы линзы дополнительно ограничивают, в частности, звёздной кинематикой. Полученная точность ещё не выбирает однозначно между основными маршрутами. [70]

Здесь возникает вырождение: разные распределения линзирующей массы и положения источника способны сохранять наблюдаемую геометрию изображений, но предсказывать разные временные задержки. Поэтому даже точно измеренные положения изображений не определяют расстояние однозначно. Движение звёзд в линзе и сведения о веществе вдоль луча зрения уменьшают эту свободу. Неопределённости этих дополнительных моделей входят в итоговую ошибку космологического масштаба.



Гравюра 13. Два маршрута к масштабу расширения. Локальная шкала соединяет геометрические опоры, свойства звёзд и более далёкие источники. Другой маршрут связывает рисунок реликтового излучения с сегодняшним расширением через космологическую модель. Это условное сопоставление способов вывода, а не карта расстояний. Общие калибровки могут связывать ошибки даже разных наблюдательных методов.

Когда маленькая поправка становится космологией

Модели новой ранней физики могут изменить звуковой масштаб, по которому калибруется космологическая линейка. Тогда одна и та же наблюдаемая угловая картина будет соответствовать другому сочетанию поздних расстояний и H_0. Но изменения обязаны сохранить остальную форму спектра реликтового излучения, образование лёгких ядер и последующий рост структуры. Свободно заменить длину линейки, оставив все остальные следствия прежними, обычно нельзя.

Поздние объяснения меняют другую часть цепочки: расширение после формирования первичного масштаба, взаимодействия тёмного сектора или распространение света. Их проверяет сочетание акустических измерений, сверхновых и роста. Поэтому удачная подгонка одного числа H_0 — лишь начальный фильтр. Модель должна пережить те данные, которые не участвовали в выборе её параметров.

Систематика может иметь сопоставимый масштаб. В споре об анализах сверхновых обсуждался относительный сдвиг около 0,04 звёздной величины между частями выборок. Через определение шкалы яркости это соответствует примерно 1,86 процента в расстоянии. При современной точности такой эффект существенен. Однако сам факт сдвига не устанавливает, какой каталог требует исправления и как именно его следует менять. [71]

Ответ команды DES показал, что различия связаны в том числе с моделями разброса и функций отбора. Одни и те же сверхновые после разных обоснованных поправок не обязаны

иметь тождественные опубликованные расстояния. Чтобы проверить источник различия, нужно вернуться к световым кривым, стандартам яркости и моделированию того, какие объекты могли попасть в каждый обзор. Простое вычитание удобной ступеньки из окончательного каталога не заменяет этой работы. [72]

Разница между случайной и общей ошибкой хорошо видна в простом примере. Пусть мы добавляем новые сверхновые, каждая со своим случайным отклонением яркости. Их усреднение улучшит оценку. Но если все они измерены относительно одного слегка неверного стандарта, общий сдвиг останется при любом числе объектов. Даже другой телескоп не создаст полностью независимой проверки, если его калибровка привязана к тому же стандарту. Поэтому полезно увеличивать не только выборку, но и число физически независимых способов привязать измерения к абсолютной шкале.

Для мысленного опыта разделим данные не по результату, а по физическим обстоятельствам регистрации: прибору, диапазону длин волн, типу галактики-хозяина, условиям отбора. Космологическое изменение прежде всего организовано красным смещением и геометрией. Калибровочный эффект может следовать за аппаратурой или популяцией источников. Эти зависимости иногда пересекаются, но именно их сравнение подсказывает, какие дополнительные наблюдения способны разделить объяснения.

Насколько неоднородна Вселенная

Следующий вопрос — насколько сильно вещество собрано в неоднородные структуры. Для сравнения используют S_8: эту величину удобно измерять по гравитационному линзированию, и она соединяет среднюю долю материи с амплитудой её линейных неоднородностей:

$$S_8 = \sigma_8 \sqrt{\frac{\Omega_m}{0.3}}.$$

Представим расчётное поле плотности, сглаженное одинаковыми сферами. Величина σ_8 характеризует среднеквадратичный относительный разброс плотностей таких областей вокруг среднего в линейной модели, продолженной к сегодняшней эпохе. Радиус сфер составляет 8 h^{-1} мегапарсек; h — H_0 в единицах 100 км/с/Мпк. Слабое линзирование часто лучше ограничивает сочетание σ_8 с долей материи Ω_m, чем каждую величину отдельно, поэтому используют S_8. Совпадение этого числа ещё не гарантирует совпадения структуры на всех масштабах и во все эпохи.

Слабое линзирование измеряется статистически. Отдельная галактика имеет собственную форму, которую мы заранее не знаем. Поэтому анализируются корреляции множества изображений, распределённых по направлениям и расстояниям. Требуется восстановить размытие оптикой и атмосферой, калибровать измерение формы и учитывать, что близкие галактики могут быть ориентированы сходным образом ещё до линзирования.

Полный шестилетний анализ DES даёт $S_8 = 0{,}789 \pm 0{,}012$ в плоской ΛCDM при 68-процентном доверительном уровне. Различие с рассмотренной комбинацией данных реликтового излучения составляет 2,6 стандартного отклонения в проекции на S_8, но 1,8 в полном пространстве параметров. Одномерное сравнение проверяет разность одной величины; совместное учитывает весь набор параметров и корреляции его ошибок. Это разные статистиче-

ские вопросы, поэтому выраженные в стандартных отклонениях ответы не обязаны совпадать. [73]

Завершённый KiDS-Legacy получил S_8=0,815 с асимметричными ошибками +0,016 и −0,021. В этой записи приведены положение максимума одномерного апостериорного распределения и его 68-процентный интервал наибольшей плотности. Результат согласуется с Planck в использованном сравнении. Авторы связывают изменение оценки относительно ранних анализов прежде всего с улучшенными оценками красных смещений, калибровкой, площадью и обработкой изображений. Поэтому представление о едином неизменном «кризисе S_8» плохо описывает актуальное состояние измерений. [74]

Сжатие сложных наблюдений в одно число удобно для первого сравнения. Однако две модели с одинаковым S_8 могут давать разную относительную мощность неоднородностей на крупных и малых масштабах или разный рост между эпохами. Сопоставление только центральных значений потеряет эту информацию. Полная проверка возвращается к корреляциям изображений и положений галактик, их зависимости от угла и красного смещения. Именно там могут сохраниться признаки новой физики, которые исчезли после статистического сжатия.

На малых масштабах к инструментальным вопросам добавляется астрофизика. Газ охлаждается, образует звёзды и выбрасывается из галактик, меняя распределение массы. Нейтрино тоже влияют на зависимость роста от масштаба. Надёжная проверка сначала использует области, где описание достаточно контролируемо, затем проверяет устойчивость при включении более сложных режимов. Отказ от части данных может уменьшить точность, но помогает понять, какая физика действительно вызывает расхождение.

Ранние галактики и цена светимости

Телескоп Джеймса Уэбба наблюдает далёкие источники в инфракрасном диапазоне. Некоторые из них оказались ярче или массивнее, чем ожидали определённые модели раннего образования галактик. На этом месте легко смешать несколько утверждений: объект яркий, в нём много звёзд, его тёмное гало массивно, а космология не допускает достаточного числа таких гало. Между соседними утверждениями стоят разные измерения и физические модели.

Молодые массивные звёзды могут давать большую светимость на единицу звёздной массы. На спектр влияют возраст, история звездообразования, химический состав, пыль и возможное активное ядро. Красное смещение, оценённое по нескольким широким фильтрам, требует проверки спектральными линиями. Полученная после спектроскопии дистанция помогает, но не устраняет автоматически все неопределённости массы.

В работе Кришнана и Абазаджяна 2026 года рассмотрено, как систематические ошибки звёздных масс и разброс меняют выводы об эффективности образования галактик. На редком массивном конце распределения более многочисленные умеренные объекты могут попадать в верхнюю категорию чаще, чем редкие настоящие гиганты выпадают из неё. Такая асимметрия должна входить в сравнение с теорией. [75]

Другой анализ 2026 года совместно варьировал космологию и эффективность превращения барионов в звёзды для выбранных CEERS и FRESCO объектов. Освобождение параметра тёмной энергии и пространственной кривизны не устранило требования высокой эффективности для исследованной спектроскопической выборки. Этот результат указывает на необходимость

подробнее изучать астрофизику образования галактик, но относится к конкретным данным и рассмотренным расширениям космологии. [76]

Размер обзора также входит в физическую задачу. Маленькое поле может случайно пересекать область с повышенной плотностью галактик и создавать впечатление избыточной распространённости редких объектов. С другой стороны, чрезвычайно глубокое наблюдение позволяет увидеть слабые системы, недоступные широкому обзору. Для проверки численности нужны оба режима: глубина уточняет состав популяции, площадь ограничивает её пространственный разброс. Искусственные источники с известными свойствами, добавленные к изображениям, помогают измерить вероятность обнаружения каждого класса.

Новая ранняя физика остаётся предметом проверки. Её существенным признаком стало бы согласованное изменение численности гало, их кластеризации и других наблюдаемых величин, которое нельзя воспроизвести допустимыми изменениями звездообразования и отбора. Одного впечатляющего изображения недостаточно для такого вывода. И даже пересмотр стандартной модели формирования структуры не отменял бы автоматически свидетельства ранней горячей стадии: это разные уровни космологического описания.

Как проверить сам закон гравитации

До сих пор мы сравнивали способы определить космологические параметры. Можно поставить более сильный вопрос: одинаково ли выбранная теория описывает расширение, движение вещества и распространение гравитационных волн? Чтобы это проверить, нужны наблюдения, отвечающие на разные стороны одного закона. Расстояния прежде всего ограничивают геометрию. Скорости галактик и линзирование добавляют сведения о возмущениях гравитационного поля. Сигнал слияния позволяет проверить ещё и перенос волны от источника к нам.

Для двух теорий можно подобрать близкую историю H(z), а затем сравнить их возмущения. Совпадение фоновой функции не обязывает совпадать уравнения для роста структуры. В части модификаций гравитации меняется также затухание амплитуды гравитационной волны на космологических расстояниях. Этот эффект возможен даже при скорости распространения, равной скорости света. В таком случае привычное расстояние, выводимое из амплитуды при предположении ОТО, нужно пересмотреть. [77]

Удобная величина для наблюдательной проверки — отношение гравитационно-волнового и электромагнитного расстояний по светимости при одном красном смещении:

$$\Xi(z) = \frac{d_L^{\mathrm{GW}}(z)}{d_L^{\mathrm{EM}}(z)}.$$

В ОТО при стандартном распространении фотонов и волн, корректной модели источника и одинаковом учёте линзирования это отношение равно единице. Обе оценки имеют размерность длины, но получают их разными физическими способами. Излучаемая мощность и наблюдаемая яркость задают электромагнитный маршрут. Изменение частоты и формы гравитационного сигнала ограничивает свойства двойной системы; вместе с ориентацией и откликом детектора они позволяют восстановить амплитудный масштаб. Само обозначение d_L не делает эти процедуры независимыми от теории.

Совместная регистрация GW170817 и гамма-всплеска в 2017 году позволила строго ограничить различие скоростей света и гравитационного сигнала в исследованном режиме с учётом предположений о времени испускания. Но скорость и эволюция амплитуды — разные свойства уравнения. Успех первого теста не заменяет второго. И проверка на низком красном смещении не измеряет автоматически накопленный эффект на космологических расстояниях. [78]

Для понимания механизма рассмотрим ограниченный пример с двумя тензорными поляризациями, скоростью с и положительным эффективным планковским масштабом $M_*(t)$. Обычное вещество минимально связано с метрикой, по которой определяются часы и расстояния. На однородном фоне в единицах c=1 каждая свободная мода подчиняется уравнению:

$$\ddot{h} + (3 + \alpha_M) H \dot{h} + \frac{k^2}{a^2} h = 0, \qquad \alpha_M = \frac{d \ln M_*^2}{d \ln a}.$$

Точки здесь означают производные по космическому времени, k — сопутствующее волновое число. Если длина волны мала относительно масштаба изменения фона, её огибающая меняется приблизительно как $1/(aM_*)$. В однородной модели переноса это даёт дополнительный множитель в расстоянии. Изменение M_* способно смешиваться с оценкой H_0: меньшая зарегистрированная амплитуда может означать и другое расстояние, и другой перенос. Такие вырождения исследованы, в частности, в работе Лагос и соавторов. [79]

В математическом приложении приведён короткий пример с заданным $\alpha_M(a)$. Он вычисляет эффект переноса при объявленных допущениях. Чтобы получить полноценную теорию, ещё потребуется выбрать действие, согласовать его фон с возмущениями, проверить устойчивость и вычислить условия около источника и наблюдателя. Произвольно назначенные H(z), рост и функция Ξ(z) могут вообще не принадлежать одной физической модели.

От источника до детектора

У однородного расчёта есть существенная граница. Реальная двойная система находится в плотном окружении, а детектор — внутри галактики. Некоторые теории используют экранирование: дополнительное поле действует в космосе, но его влияние подавлено в плотных областях. Исследования Даланга и Ломбризера показывают, что в рассмотренном ими классе моделей согласованное экранирование на обоих концах пути может восстановить обычное расстояние. Поэтому нельзя оставить эффект космологического переноса и одновременно без расчёта объявить всю локальную физику стандартной. [80]

В геометрической оптике для определённого класса теорий Хорндески при оговорённом пренебрежении дополнительным скалярным излучением и конверсией мод наблюдаемый амплитудный эффект связан с локальными значениями эффективного планковского масштаба в местах испускания и приёма. Отсюда следует конкретное требование к программе: проследить поле через переходы между космологическим фоном и окружением источника. Совпадение скорости с с само по себе эту задачу не решает. [81]

Даже при стандартной гравитации расстояние по одному слиянию неопределённо. Наклон орбиты меняет видимую амплитуду и смешивается с расстоянием. Линзирование усиливает или ослабляет сигнал. Яркие и удачно ориентированные события попадают в выборку чаще. Если меняется теория рождения волн, нужно пересчитать и волновую форму. Для электромаг-

нитного маршрута остаются свои калибровки, возможное поглощение и модель стандартного источника. Набор поправок должен описывать один и тот же выбранный каталог, а не произвольную среднюю Вселенную.

Полезен следующий мысленный эксперимент. Пусть две модели дают одинаковые расстояния до сверхновых на выбранном интервале. Если первая предсказывает Ξ=1, а вторая — определённое отклонение, волновые события могут различить их. Однако разрешение свободно менять ориентации, фотометрическую калибровку или параметры распространения уменьшит различие. Поэтому сначала нужно установить, какая часть второго прогноза обязательна, а какая исчезает при допустимой перенастройке. Эту логику мы уже встретили в расчёте дрейфа красного смещения.

Общие параметры для трёх каналов

Предлагаемая задача начинается с двух явно записанных действий и общих правил обращения с веществом. Для каждого действия вычисляют допустимые фоновые решения, линейные возмущения и перенос волн. Затем отбирают пары решений с близким H(z). Эту близость определяет диапазон измерений и их ковариация, а не совпадение нарисованных кривых на глаз. На следующем шаге проверяют, сохраняется ли общая область параметров после добавления роста, линзирования и стандартных сирен.

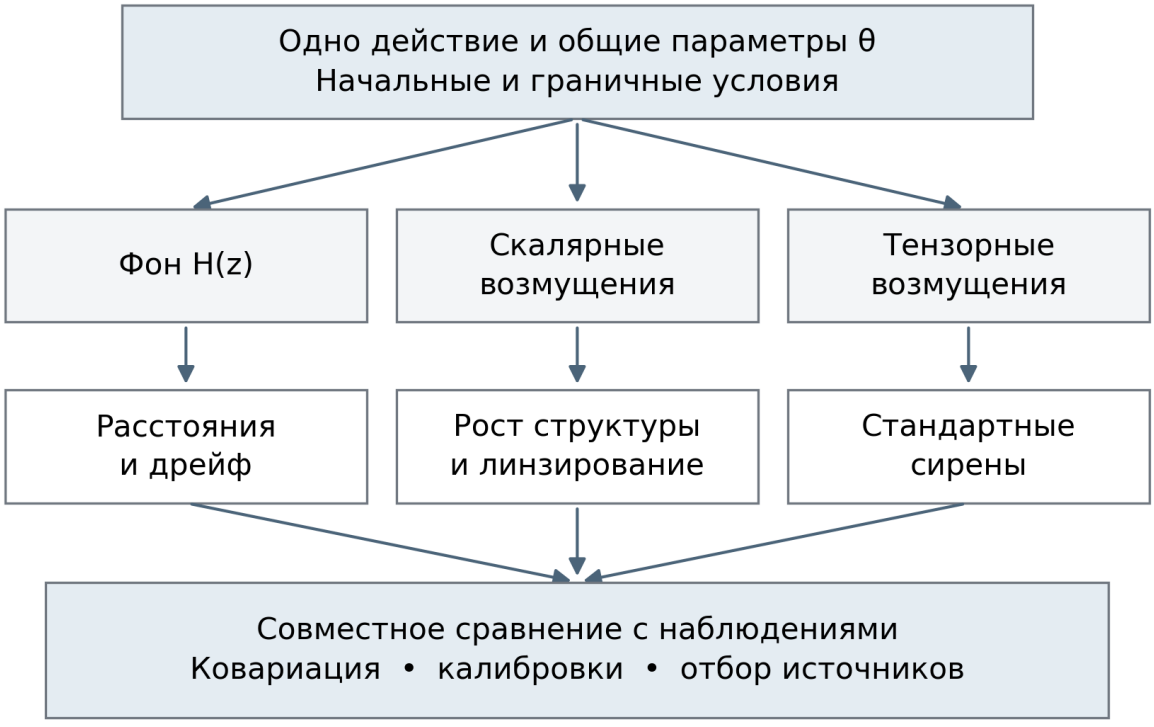


Рисунок 5. Три наблюдательных маршрута, связанные одной физической моделью. Общие параметры и начальные условия задают фон и возмущения; каждый канал проходит через собственную модель измерения. Схема не предполагает, что любая произвольно заданная тройка функций может быть получена из согласованного действия.

Сильным результатом станет область, где одна и та же теория проходит все три проверки, а выбранный конкурент — нет. Столь же содержателен отрицательный итог: экранирование или свобода параметров могут сделать рассматриваемые каналы практически одинаковыми. Тогда карта вырождений покажет, нужен ли иной диапазон красных смещений, точнее известная ориентация источников, лабораторная проверка поля или новый физический канал. Нельзя заранее обещать, что именно сирены решат проблему тёмной энергии.

Отклонение Ξ от единицы также не является названием обнаруженной теории. Оно указывает на несогласие выбранного совместного описания с наблюдением. Причиной может быть перенос волн, модель источников, фотонный маршрут или общая калибровка. Чтобы предпочесть изменение закона гравитации, потребуется воспроизвести особую зависимость эффекта от красного смещения и проверить её независимыми наблюдаемыми. Две согласующиеся подгонки не заменяют одного общего прогноза.

Как это проверить

Начнём с локальной шкалы: измерим расстояния до общих галактик по цефеидам и TRGB с одинаковыми геометрическими опорами. Независимые группы обработают изображения с заранее фиксированным отбором. Искусственные звёзды, добавленные в кадры, позволят измерить смещения от смешения источников. Разность оценок проверим на зависимость от плотности звёзд, цвета и положения области в галактике. Её предсказуемое изменение при улучшении разрешения укажет на конкретную ошибку измерения. Общую ошибку самих опор нужно проверять ещё одним, физически независимым способом.

Такой способ дают стандартные сирены — гравитационные волны от слияний. Форма и амплитуда сигнала позволяют вывести расстояние в заданной теории гравитации, а электромагнитное сопровождение помогает найти галактику-хозяина и измерить её красное смещение. Возможность этого сочетания была продемонстрирована на GW170817. Нужны контроль наклона орбиты, амплитудной калибровки интерферометров, отбора обнаруженных событий и собственных скоростей близких галактик. [82]

Для события без установленного хозяина используют вероятностный набор галактик, учитывая полноту каталога. Следующий расчёт должен создать искусственные выборки слияний для сравниваемых историй расширения, провести их через модель шума и отбора конкретной сети и восстановить расстояния тем же методом, что в реальных данных. Повторение опыта покажет, как часто различие удаётся распознать и как часто помехи создают ложное расхождение. Так определяют требуемые число событий и точность калибровки; заранее назначенный процент точности не заменяет этого расчёта.

Геометрию проверяет и тест Кларксона, Бассетта и Лу. Из независимо восстановленных расстояний и темпа расширения при разных красных смещениях вычисляют сегодняшнее значение параметра пространственной кривизны. В однородной изотропной модели каждый такой расчёт должен давать один и тот же параметр, независимо от формы тёмной энергии. Физическая кривизна пространственного среза меняется при расширении; тест сравнивает величины, приведённые к одной, сегодняшней нормировке. Нельзя получать одну наблюдаемую зависимость из другой с помощью самого проверяемого соотношения. Производные, общие калибровки и коррелированные ошибки требуют контроля. Если несогласованность сохраня-

ется после этих проверок, основания принятой геометрической модели потребуют пересмотра. [3]

Для ранних галактик ближайший физический шаг иной: спектроскопия, расширение диапазона длин волн и площади обзоров, независимые ограничения звёздных масс и измерение пространственной кластеризации. Модели должны предсказывать зарегистрированные изображения и спектры после полного отбора, а не только идеальные массы. В итоге научный результат имеет форму карты: какие общие физические параметры выдерживают разные маршруты, какие исключены и какие пока неразличимы. Именно такая карта способна показать, где заканчивается недостаток точности и начинается необходимость новой картины мира.

Для совместной проверки гравитации сначала создают искусственные каталоги слияний из каждой выбранной теории и пропускают их через один и тот же отбор сети детекторов. По тем же параметрам вычисляют линзирование и рост. Часть каталога сохраняют для проверки прогноза; общие калибровки и крупномасштабные моды учитывают как зависимости, а не как независимые повторы. Если обязательное соотношение между каналами не воспроизводится ни при каких допустимых параметрах, отвергается данная версия модели. Такой совместный анализ здесь поставлен как исследовательская задача; новый предел на Ξ по наблюдательным данным не заявляется.

III До привычного начала

Глава 11

Откуда взялась структура

У карты галактик есть особенность, которую легко принять как должное: в ней вообще существует рисунок. Вещество собирается в протяжённые нити, узлы и скопления, между которыми остаются разреженные области. Гравитация помогает понять, как небольшая исходная неоднородность превращается в заметную структуру. Более плотный участок притягивает дополнительное вещество, различие усиливается. Но у этого объяснения есть начало: участок уже должен немного отличаться от соседних. Если задать строго однородную классическую систему и сохраняющие её симметрию уравнения, одних слов о притяжении недостаточно для появления исходного рисунка.

Вопрос о первых неоднородностях соединяет космологию с квантовой физикой. Он позволяет приблизиться к эпохам, от которых мы не получаем прямых изображений. Для этого нужно проследить длинную причинную цепочку: раннее состояние полей, появление возмущений, их развитие в горячей плазме, образование атомов и последующий рост структуры. Наблюдаемое небо находится в конце этой цепочки. Обратный путь к её началу требует проверять каждое звено.

Малые различия и большие последствия

Ранние возмущения удобно разбирать на волны разных размеров. Это математическое представление пространственного рисунка, похожее на разложение звука на частоты. Волна здесь может означать небольшое отклонение плотности или кривизны пространства от однородного фона. Её длина задаёт масштаб, амплитуда — величину отклонения, фаза — расположение гребней и впадин. Такую волновую составляющую с заданными длиной и направлением называют модой. Она служит элементом описания общего поля, а не отдельным предметом.

Спектр мощности показывает, насколько сильны возмущения разных масштабов в статистическом смысле. Он не сообщает координаты каждой будущей галактики. Одному спектру соответствует множество возможных пространственных рисунков. Это важное различие между предсказанием распределения и предсказанием единственного исхода. Космологическая теория может верно описывать статистику неба, не указывая заранее, в каком именно направлении окажется конкретное холодное пятно.

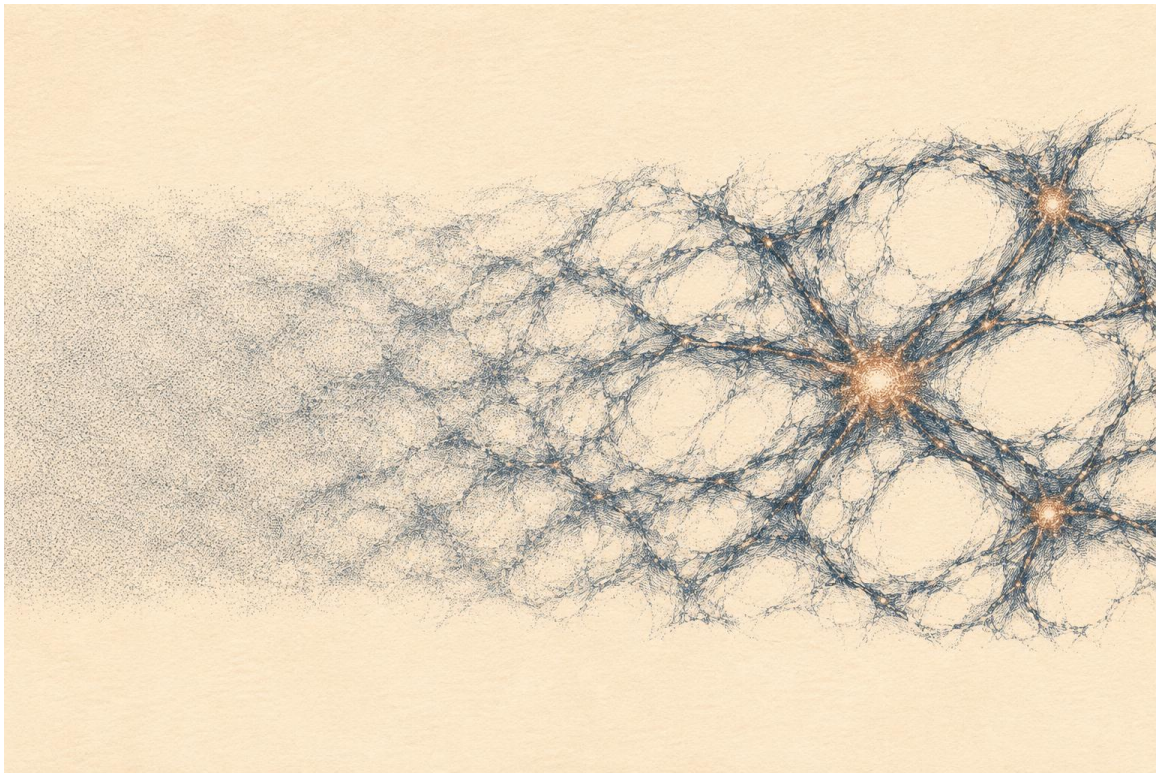
В простом приближении безразмерную первичную мощность записывают степенным законом:

$$\mathcal{P}_\zeta(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*}\right)^{n_s - 1}.$$

Буква k обозначает волновое число: чем оно больше, тем меньше пространственный масштаб. Индекс ζ указывает, что описывается возмущение кривизны. Величина A_s задаёт амплитуду при выбранном опорном масштабе k_*, а n_s определяет наклон. При n_s, равном единице, одинаковые логарифмические интервалы вносят одинаковую мощность: важна одинаковая

пропорция между границами интервалов, а не одинаковая разность. Такое распределение называют масштабно-инвариантным.

По дороге к наблюдателю одни возмущения успевают колебаться в плазме, другие растут под действием гравитации, третьи частично сглаживаются. Поэтому пики температурного спектра реликтового излучения нельзя читать как непосредственные пики инфляционного потенциала. Измеряемый рисунок содержит и начальные условия, и историю среды. Аналогично распределение галактик зависит от того, как вещество собиралось в гало и где образовывались светящиеся объекты. Восстановление начала всегда опирается на модель этого переноса.



Гравюра 14. От малых неоднородностей к космической сети. Малые исходные различия проходят через эволюцию среды и гравитационный рост, прежде чем становятся космической сетью. Условный переход от слабого зернистого рисунка к нитям и узлам передаёт эту цепочку. Гравюра не является результатом численного моделирования и не показывает единственный возможный исход заданного спектра мощности.

Как инфляция связывает квантовое и космическое

Инфляцией называют стадию ускоренного расширения ранней Вселенной. Здесь важен характер изменения масштабного фактора, а не просто большое численное значение скорости расширения. При инфляции уменьшается сопутствующая длина Хаббла: физическую длину c/H делят на масштабный фактор a, чтобы сравнивать её с расстояниями на растягивающейся координатной сетке. Поэтому длина волны может стать намного больше c/H, даже если первоначально была меньше. Этот переход важен для эволюции возмущений; саму сферу Хаббла при этом нельзя отождествлять со всеми причинными горизонтами.

Достаточная инфляционная стадия позволяет связать наблюдаемую область с меньшим участком, внутри которого ранее могло происходить причинное взаимодействие. Она также уменьшает относительную заметность пространственной кривизны. Именно проблемы одно-

родности и близости к плоскости мотивировали классическую работу Алана Гута. Однако конкретный механизм завершения первоначальной модели оказался проблематичным; название программы не делает все её реализации одинаково успешными. [83]

Как и в описании позднего ускорения, инфляционную динамику часто связывают со скалярным полем и его потенциальной энергией. Это общий математический инструмент; он не устанавливает, что раннее и позднее ускорение вызваны одним полем. Когда потенциальная часть преобладает и поле меняется достаточно медленно, плотность энергии убывает гораздо слабее, чем плотность обычного разлетающегося газа. Затем энергия должна перейти в частицы и излучение, из которых развивается горячая стадия. Этот переход, называемый разогревом, связывает инфляционную модель с дальнейшей космической историей.

На таком фоне квантовые возмущения поля могут растягиваться до огромных физических длин волн. В простых адиабатических режимах, где нет независимых возмущений относительного состава среды, длинноволновое возмущение кривизны сохраняет статистическую информацию для горячей эпохи. Классические расчёты показали, как этот механизм способен создавать почти масштабно-инвариантные возмущения плотности. При этом амплитуда зависит от динамики поля: общую идею необходимо довести до количественного прогноза. [84]

Фраза «галактики выросли из квантовых флуктуаций» сжимает несколько физических переходов. Она требует выбранного квантового состояния, уравнений эволюции и объяснения применимости классической статистики. Само растяжение длины волны не означает движение частицы через пространство быстрее света. И увеличение космического масштаба не устраняет вопрос о происхождении исходного состояния. Инфляция может объяснять свойства наблюдаемого участка, оставляя открытым вопрос, почему началась именно такая стадия.

Есть и практическая неопределённость: один сегодняшний масштаб связывается с определённым моментом инфляции через всю последующую историю расширения. Изменив длительность разогрева или свойства вещества во время него, мы меняем это соответствие. Поэтому сравнение формы потенциала с данными требует учитывать промежуточные эпохи. Рисунок потенциала сам по себе ещё не даёт готовой даты происхождения каждой наблюдаемой неоднородности.

Что именно проверяет небо

В анализе Planck 2018 температурные, поляризационные и линзировочные данные дали $n_s = 0{,}9649 \pm 0{,}0042$ при уровне 68 процентов в принятой модели. Это исторический опубликованный ориентир: спектр близок к масштабно-инвариантному, но имеет небольшой наклон. Такой результат помогает ограничивать инфляционные сценарии. Его смысл зависит от фоновой космологии и выбранного набора параметров; число не является непосредственным измерением формы фундаментального поля. [85]

Температура и поляризация предоставляют разные виды сведений. Поляризация возникает при рассеянии излучения с определённой угловой неоднородностью и поэтому по-своему отражает раннее состояние плазмы. Общая теория должна одновременно описывать температурные корреляции, поляризационные корреляции и связь между ними. Спектры ACT DR6 дают ещё один набор температурных и поляризационных измерений с опубликованным статистическим описанием. Работа с ними требует учитывать излучение переднего плана и инструментальные неопределённости. [86]

Дополнительный вопрос касается первичных гравитационных волн. Они могли бы оставить особый компонент поляризации — B-моды. Такой рисунок создают также гравитационное линзирование и поляризованное излучение нашей Галактики. В опубликованном анализе BICEP/Keck по наблюдениям до сезона 2018 года совместная модель этих вкладов дала предел $r < 0{,}036$ при 95-процентном уровне и опорном волновом числе 0,05 обратного мегапарсека. Здесь r — отношение первичной тензорной мощности, относящейся к гравитационным волнам, к скалярной мощности возмущений кривизны. Это результат конкретной работы, а не заявленный текущий рекорд чувствительности. [87]

Если модель требует тензорный сигнал выше надёжного верхнего предела, она сталкивается с наблюдательным противоречием. Однако разные инфляционные модели допускают разные значения r. Улучшение предела последовательно сужает пространство возможностей, не превращаясь автоматически в опровержение всей программы. При обнаружении также придётся проверить форму спектра и альтернативные источники, поскольку один вид наблюдаемого рисунка может возникать разными путями.

Статистику можно исследовать глубже, чем через мощность. Биспектр описывает корреляции между тройками волновых мод. При статистической однородности их волновые векторы замыкаются в треугольник; речь идёт о соотношении масштабов и направлений волн, а не о треугольнике на карте неба. Зависимость биспектра от его формы чувствительна к взаимодействиям ранних полей. Такие корреляции позволяют искать отклонения от гауссовой статистики, полностью задаваемой средним и двухточечной корреляцией. В анализе Planck первичной негауссовости значимого сигнала среди изученных шаблонов не нашли. Результат ограничивает именно проверенные формы корреляций. [88]

Одно событие и несколько следов

Представим короткое изменение условий распространения возмущений во время инфляции. Например, их эффективная скорость звука немного уменьшается и возвращается к прежнему значению. Речь идёт о скорости распространения определённой моды поля, а не о звуке в воздухе. Для некоторых эффективных описаний такой эпизод создаёт связанные особенности спектра мощности и биспектра. Связь уже получена в научной литературе и даёт содержательный образец проверки механизма. [89]

У события есть общие параметры: положение во времени, продолжительность и сила. Их связывает действие — единое математическое выражение, из которого выводят уравнения полей и их взаимодействия. После его выбора один эпизод определяет несколько наблюдаемых последствий. Поэтому нельзя независимо сдвигать особенность мощности и корреляционный рисунок. При этом передаточные функции температуры и поляризации различаются. Общая физическая шкала не требует, чтобы видимые пики двух графиков находились в одинаковых местах. [90]

Это можно представить как восстановление одного краткого воздействия по нескольким датчикам с разным временем отклика. Подлинное согласие означает, что после учёта свойств датчиков получается одна история источника. Если для каждого прибора требуется собственное время события, объяснение теряет своё главное содержание. В космологии роль датчиков играют разные статистики и наблюдаемые поля, а их отклик приходится вычислять через эволюцию Вселенной.

Конкурирующее объяснение меняет исходное квантовое состояние: в некоторых модах допускают дополнительные возбуждения относительно выбранного вакуумного эталона поля. Такое состояние тоже способно создавать особенности и усиливать трёхточечные корреляции, в частности для близких к вытянутым конфигураций. Поэтому осцилляция мощности сама по себе не устанавливает ранний механизм. Даже предпочтение возбуждённого состояния не доказывает предшествующий отскок: нужна отдельная физическая модель, которая действительно готовит это состояние. [91]

Преимущество совместной проверки состоит в ограничении свободы объяснения. Каждое новое измерение должно проверять обязательное следствие уже выбранной модели. Если параметры всякий раз расширяются ровно настолько, чтобы вместить очередное отклонение, число совпадений растёт, а различающая способность исчезает. Содержательный результат начинается там, где заранее ясно, какая комбинация наблюдений станет для механизма затруднительной.

Что волна узнаёт по дороге

Первичный тензорный спектр зависит от механизма рождения возмущений, но наблюдаемый сегодня гравитационно-волновой фон несёт также след последующего расширения. Волна определённого сопутствующего масштаба проходит разные режимы относительно хаббловского радиуса. После возвращения в область, где её длина существенно меньше этого радиуса, она колеблется, а её амплитуда меняется с расширением. Поэтому спектр способен хранить сведения и об источнике, и об эпохе повторного входа.

В общей теории относительности для линейной тензорной моды можно записать уравнение в конформном времени при c = 1:

$$h_k'' + 2\mathcal{H}h_k' + k^2 h_k = 16\pi G a^2 \Pi_k^{\mathrm{TT}}.$$

Здесь h_k — амплитуда одной поляризации, штрихи обозначают производные по конформному времени, H с каллиграфическим начертанием равен a'/a, а Π_k^{TT} — соответствующая поперечная бесследовая часть анизотропного напряжения в принятой нормировке. Даже после прекращения рождения волн среда влияет на перенос через расширение и напряжения. Бойл и Стейнхардт исследовали, как такие эффекты входят в передаточную функцию первичного фона. [92]

Полезный предельный пример показывает смысл этой зависимости. Пусть волны повторно входят в эпоху с постоянным отношением давления к плотности энергии w, причём $w > -1/3$. Для субхаббловских свободно распространяющихся волн амплитуда убывает как 1/a. Если исходная безразмерная тензорная мощность пропорциональна степени k с показателем n_t, то вдали от границ эпохи получается известная степенная зависимость:

$$\Omega_{\mathrm{GW}}(f) \propto f^{\,n_t + 2(3w-1)/(3w+1)}.$$

Здесь Ω_{GW} — доля современной критической плотности энергии на логарифмический интервал частоты. Дополнительный показатель выводится из условия входа k = aH: при постоянном w масштабный фактор входа пропорционален $k^{-2/(1+3w)}$. Подстановка в спектр энергии, пропорциональный k^2, первичной мощности и квадрату этого фактора, даёт написанную степень. Такой вывод предполагает усреднение колебаний, отсутствие дополнительного источ-

ника и заметного анизотропного напряжения, а также неизменное число эффективных степеней свободы в рассматриваемом интервале.

При радиационном значении w = 1/3 дополнительная степень равна нулю; при w = 0 она равна −2. Поэтому даже гладкий первичный спектр способен приобрести излом, если разные частоты входили в разные эпохи. Однако тот же наклон в ограниченной полосе может возникнуть из-за формы источника. Отдельный наблюдаемый излом ещё не устанавливает ни температуру разогрева, ни существование новой частицы.

Реальная базовая передаточная функция уже содержит особенности. Меняется число релятивистских степеней свободы; свободное распространение нейтрино влияет на тензорные возмущения. Ватанабе и Комацу рассчитали такие изменения в рамках стандартной физики. Перед поиском необычной эпохи необходимо воспроизвести этот фон и оценить точность его вычисления. Иначе стандартный переход можно ошибочно объявить свидетельством нестандартной истории. [93]

Сочетание реликтового излучения с гравитационно-волновым спектром как способ ограничения ранних эпох и добавочного производства энтропии исследовали Куроянаги, Ренжеваль и Такахаси. Эта идея уже существует в литературе. Наше дополнение заключается в постановке ограниченного сравнения: какие две заранее выбранные истории остаются различимыми после разрешённого изменения источника, стандартного переноса и реального отклика будущего измерения? [94]

В первой версии после выбранного разогрева следует стандартная радиационная история. Во второй добавляется конечная эпоха с фиксированным w, которая заканчивается достаточно рано для согласования с нуклеосинтезом. Температуру завершения, продолжительность и возможное производство энтропии связывают одной моделью компонента и его исчезновения. Нельзя независимо назначить удобный излом и отдельно сохранить стандартные плотности, не проверив энергетический баланс.

Для обеих историй сначала рассчитывают один ограниченный класс первичных тензорных спектров, согласованный с выбранными данными о крупномасштабных возмущениях. Затем решают уравнение переноса и получают современный спектр. Часть параметров можно подобрать так, чтобы версии почти совпали в одной частотной полосе. Проверяемый вопрос состоит в том, останется ли обязательное расхождение в другой доступной полосе или в связанных космологических ограничениях.

Особенно важно не смешивать частоту наблюдения с температурой источника. Чтобы превратить положение излома в температуру перехода, нужно знать связь масштабного фактора с температурой и изменение энтропии между переходом и сегодняшним днём. Дополнительный распад способен изменить эту связь. Поэтому вывод температуры всегда условен относительно полной модели, даже если частота измерена очень точно. На первом шаге безопаснее оценивать наблюдаемые амплитуды, наклоны и положения особенностей, а физические параметры получать из совместного переноса.

Практический промежуточный продукт — библиотека передаточных функций для разрешённой сетки длительностей и уравнений состояния. Её проверяют на аналитических степенях вдали от переходов и численно уточняют в самих переходных областях. Только затем можно обучать быстрый приближённый вычислитель. Ошибку такого вычислителя сравнива-

ют с различием двух историй: малая средняя ошибка по всей сетке бесполезна, если она систематически сглаживает именно различающий излом.

Свободу источника нужно объявить до сравнения. Если и его форму, и историю переноса разрешить изменять произвольно, одна наблюдаемая функция не восстановит обе. Напротив, фиксированный физический класс источников способен сделать некоторые спектральные отношения предсказательными. Отрицательный результат такого исследования тоже конкретен: он показывает, какое предварительное знание об источнике требуется, прежде чем спектр начнёт измерять историю расширения.

Как это проверить

Начать можно с двух ограниченных моделей: одной с кратким изменением скорости звука и другой с заданным возбуждённым состоянием на общем инфляционном фоне. Для каждой фиксируют действие, начальные условия и допустимый диапазон параметров. В первой модели взаимодействия с тремя множителями возмущений выводят из того же действия, что определяет мощность; во второй задают также исходные трёхточечные корреляции. Затем проверяют положительность кинетических коэффициентов, применимость приближений и то, что энергия возбуждений не разрушает принятый фон.

Первое вычисление должно дать первичную мощность и биспектр для разных размеров и форм треугольников. Следующее переносит их в температурные и поляризационные наблюдаемые. Для пилотной проверки подходят опубликованные данные Planck и температурные и поляризационные спектры ACT в тех диапазонах, для которых подготовлены статистические модели. Галактические обзоры могут добавить сведения, но потребуют отдельного расчёта нелинейного роста, связи галактик с веществом и геометрии обследованного объёма.

Физическая установка измеряет не готовую первичную корреляцию. Поляриметры принимают излучение в нескольких частотных полосах, что помогает отделять пыль и синхротронный фон. Необходимо контролировать форму луча, угол поляризации, калибровку и шум. На компьютере создают искусственные карты с этими свойствами, вводят в них заранее известный сигнал и пропускают через всю обработку. Так устанавливается вероятность обнаружения заданной модели, включая случаи, когда помехи скрывают её след.

На части данных оценивают параметры, а для оставленных сведений строят условный прогноз. Например, особенность, найденная в температуре, должна предсказывать определённую поляризационную картину. Обе величины связаны исходными возмущениями, поэтому учитывают их совместную ковариацию — статистическую связь колебаний и погрешностей. Одновременно варьируют фоновую космологию и параметры помех. Диапазон поиска частоты особенности задают заранее, а порог обнаружения калибруют на искусственных данных с учётом всего перебора. Это защищает от выбора эффектного случайного колебания среди множества попыток.

Конкретная ненулевая версия механизма не проходит проверку, если объясняющие мощность параметры требуют доступного измерению биспектра, несовместимого с данными. Если ожидаемый дополнительный сигнал слишком слаб, его отсутствие оставляет версии неразличимыми при данной точности. Следующий результат — карта вероятности обнаружения в зависимости от силы, длительности и времени эпизода при заранее выбранной допустимой доле ложных обнаружений. Её ещё предстоит построить для выбранной пары после учёта помех и

разрешённого изменения остальных параметров. Такая карта покажет, какое дополнительное измерение действительно разделяет модели.

Тензорная ветвь требует сначала вычислить абсолютную амплитуду, затем выбрать подходящий диапазон и прибор. Наличие теоретического излома не обещает обнаружения обычного инфляционного фона космическим интерферометром. В модель измерения включают инструментальный шум и астрофизический фон, а при сопоставлении с поляризацией — передние планы и вклад линзирования. Конкретная нестандартная эпоха исключается, если все её параметры, допустимые другими проверками, предсказывают измеримое спектральное отношение, несовместимого с данными. Ближайший результат — расчёт области, где такое отношение сохраняет различающую способность после подгонки источника и помех; где её нет, следует указать причину вырождения, а не объявлять восстановленной полную раннюю историю.

Глава 12

Было ли происхождение космической структуры квантовым

Галактики выросли из небольших неоднородностей. В инфляционных моделях их происхождение часто описывается квантовыми флуктуациями полей. Слова знакомы настолько, что легко пропустить следующий вопрос: какое наблюдение позволит установить квантовый характер этого происхождения? Успешный квантовый расчёт и экспериментальное исключение классического объяснения — разные результаты. Между ними должна появиться проверяемая разность предсказаний.

Мы видим поздние следы процесса, к началу которого не можем вернуться с лабораторным оборудованием. Нельзя повторить рождение одной и той же Вселенной, выбрать момент подготовки её состояния и переключить взаимодействие по команде. Зато можно сравнивать связанные статистические признаки, переносить их через известную динамику и проверять, остаётся ли у конкурирующей модели возможность их воспроизвести. Именно такая постановка делает вопрос научным.

Задача главы — разделить несколько уровней утверждения. Квантовая теория даёт естественный механизм формирования возмущений. Определённая классическая статистическая модель может воспроизводить часть его результатов. Взаимодействия способны разрушить это совпадение. Но обнаружить отличие на небе можно лишь после расчёта передачи сигнала, наблюдательных ошибок и свободы альтернативного объяснения. Здесь важен каждый переход: пропущенное звено превращает программу измерений в красивую историю.

Один узор и несколько способов его получить

Пусть двум измеренным величинам соответствуют отклонения x_1 и x_2. Мы можем оценить их дисперсии и корреляцию, собрав ковариационную матрицу C. Если она положительно определена, существует обычное положительное гауссово распределение, воспроизводящее эти вторые моменты. В двумерном случае оно записывается так:

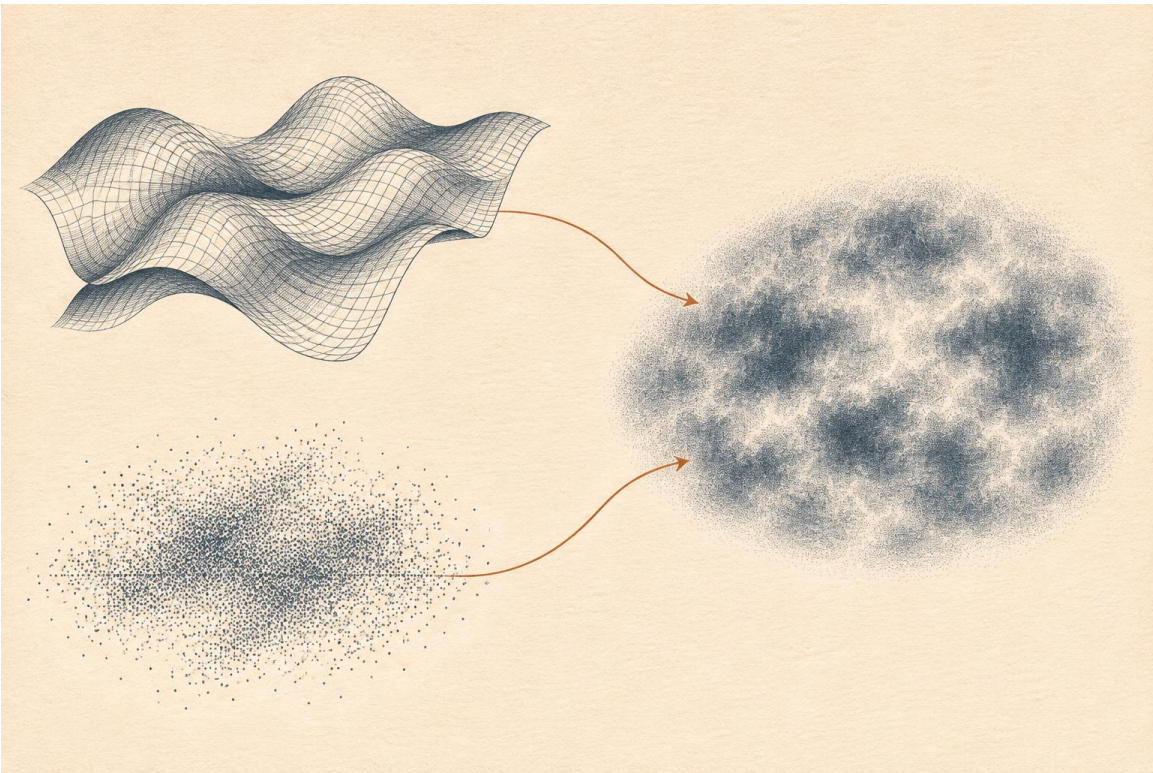
$$P(\mathbf{x}) = \frac{\exp[-\mathbf{x}^{\mathsf{T}} C^{-1} \mathbf{x}/2]}{2\pi\sqrt{\det C}}.$$

Эта формула не описывает всю космологию. Она устанавливает узкий логический факт: сам по себе измеренный набор гауссовых вторых моментов не заставляет выбрать квантовую интерпретацию. Можно построить классические случайные величины с той же матрицей. Для вырожденной матрицы распределение задаётся на меньшем подпространстве; существенный вывод о неполноте информации остаётся прежним.

В космологии роль множества таких величин играют амплитуды пространственных мод возмущений. Спектр мощности описывает их двухточечные корреляции. Его успех чрезвычайно важен для проверки модели расширения и формирования структуры. Однако вопрос «откуда взялось распределение?» содержит больше информации, чем вопрос «какова его ковариация?». Один статистический срез может быть совместим с разными механизмами подготовки состояния.

Квантовое описание отличается ещё и алгеброй наблюдаемых. Координата и импульс представлены операторами, которые не коммутируют. Их симметризованные произведения можно сравнивать с обычными статистическими моментами, но перестановку операторов нельзя безусловно заменить перестановкой чисел. Если расчёт использует лишь тот набор величин, для которого различие скрыто, хорошее согласие с данными не проверяет недоступную часть алгебры.

Важно заранее назвать классического соперника. Это может быть свободное поле с гауссовыми начальными условиями, взаимодействующее поле с заданным распределением или гораздо более свободная модель со специально подобранными нелокальными корреляциями. Исключение первой не исключает автоматически третью. Чем больше свободы разрешено альтернативе, тем сильнее должны быть предположения или тем больше независимых наблюдений потребуется.



Гравюра 15. Один статистический след и разные объяснения. Разные способы подготовки состояния могут совпадать по доступным двухточечным корреляциям. Поэтому успешное описание спектра мощности ещё не исключает всех классических конкурентов. Гравюра служит аналогией неоднозначности обратной задачи: различимость приходится искать в дополнительных наблюдаемых и проверять после учёта переноса сигнала и свободы каждой альтернативы.

Как квантовое состояние становится похожим на случайное поле

Во время расширения меняются соотношения между амплитудой моды и её канонически сопряжённой переменной. В подходящем описании возникает сильное сжатие: неопределённость распределена между направлениями фазового пространства крайне неравномерно. Большая неопределённость одной величины и малая другой не означают, что квантовый закон перестал действовать. Они означают, что доступные наблюдения могут преимущественно видеть определённую часть состояния.

Поларски и Старобинский исследовали, как пренебрежение сильно затухающей модой позволяет получить классическое стохастическое описание космологических возмущений в рассматриваемом режиме. Мартен и Веннэн позднее разобрали, какие корреляции и квантовые характеристики теряются при различных классических заменах. В частности, воспроизведение определённых двухточечных функций ещё не воспроизводит всё квантовое состояние. Эти результаты требуют сохранять условия приближения и не дают общего запрета на поиск иных наблюдаемых. [95] [96]

Представим длинное узкое облако точек на фазовой плоскости. Если прибор чувствителен только к его длинному направлению, две различные модели толщины облака могут выглядеть одинаково. Это полезная геометрическая аналогия ограничения измерений. Но форма облака сама по себе не сообщает, что каждая точка является одновременно определёнными значениями всех квантовых наблюдаемых. Именно здесь статистическая картинка может незаметно подменить физический смысл.

Другая часть перехода связана с окружением. Для описания выбранных длинноволновых мод можно исключить из явного рассмотрения остальные степени свободы, взяв по ним частичный след. Полученная редуцированная матрица плотности уже не содержит всех корреляций полной системы. Если доступные интерференционные члены подавлены, наблюдаемая часть начинает вести себя как статистическая смесь. Никакого сознательного наблюдателя для этой операции не требуется.

Эллиот Нельсон показал конкретный механизм такой декогеренции при инфляции, возникающий из гравитационных нелинейностей и связи рассматриваемых мод с другими модами. Значение работы — в явном взаимодействии и вычисляемой редуцированной динамике. Этот результат не следует превращать в утверждение, что любая космологическая модель декогерирует с одинаковой скоростью или что все вопросы измерения тем самым решены. [97]

Подавление видимой интерференции не стирает различие между законами движения. Даже если начальное описание допускает положительное классическое распределение, последующая нелинейная эволюция может изменить его моменты иначе. Проверим эту мысль на системе, достаточно маленькой для независимого расчёта. Такой пример не заменит наблюдение Вселенной, но поможет не спутать начальное совпадение с вечной эквивалентностью.

Контрольный расчёт нелинейной динамики

Возьмём одну координату q и импульс p с гамильтонианом $H=p^2/(2m)+\lambda q^4/4$. Начальное квантовое состояние выберем когерентным относительно вспомогательного гармонического осциллятора. Его функция Вигнера положительна и гауссова. То же самое положительное распределение зададим как начальные условия классического ансамбля. Тогда в начальный момент совпадают симметризованные моменты, включая нужные ниже. Сам гамильтониан, по которому начинается движение, в обоих расчётах одинаков.

Формализм Мояла записывает квантовую динамику в фазовом пространстве. Для данного потенциала классическое уравнение Лиувилля дополняется членом с третьей производной по импульсу; более высокие производные потенциала здесь обращаются в ноль. Это известное следствие квантовой механики. [98]

$$\partial_t W = -\frac{p}{m}\partial_q W + V'(q)\partial_p W - \frac{\hbar^2}{24}V^{(3)}(q)\partial_p^3 W, \qquad V = \frac{\lambda q^4}{4}.$$

Теперь умножим уравнение на p^3 и проинтегрируем по фазовому пространству. Для начального гауссова состояния граничные члены исчезают. Три интегрирования по частям дают положительный знак квантовой поправки. При одинаковом начальном распределении получаем:

$$\left.\frac{d\langle p^3\rangle_Q}{dt}\right|_0 - \left.\frac{d\langle p^3\rangle_C}{dt}\right|_0 = \frac{\hbar^2}{4}\langle V^{(3)}\rangle_0 = \frac{3}{2}\hbar^2\lambda\langle q\rangle_0.$$

Для книги выполнена независимая численная проверка. В условных единицах $\hbar$=m=1 взяты λ=0,2, средние q_0=0,7 и p_0=0,2, обе дисперсии равны 1/2. Классическая производная вычислена квадратурой Гаусса — Эрмита, квантовая — через матричный коммутатор $(i/\hbar)\langle[H,p^3]\rangle$. Получены соответственно −0,451332 и −0,241332. Их разность +0,21 совпадает с выведенным выражением.

При численной проверке размер осцилляторного базиса увеличивался с 24 до 48 и 96 состояний. Максимальное абсолютное различие с формулой составило 1,67 × 10−16; контроль с квадратичным потенциалом дал разность 2,22 × 10−16. Исходный код, параметры и результаты приведены в вычислительном комплекте. Это проверка начальной производной одного момента, а не всей последующей эволюции.

Пример показывает ровно то, что в него вложено: совпадение начальных симметризованных моментов не гарантирует совпадения нелинейной динамики при данном классическом сравнении. Он не устанавливает величину космологического сигнала и не исключает все мыслимые классические модели с другими начальными условиями или законами. Полезное направление дальнейшей работы — найти аналогичное контролируемое различие в модели первичных возмущений и проследить его до наблюдаемой величины.

Где взаимодействия оставляют след

Для свободного гауссова поля многие статистические свойства определяются двухточечной функцией. Взаимодействия связывают моды, и тогда становятся информативны корреляции более высокого порядка. Биспектр относится к трём модам, чьи волновые векторы образуют замкнутый треугольник. Его зависимость от сторон и углов этого треугольника помогает различать механизмы. Однако слово «негауссовость» само по себе не означает «доказанная квантовость»: нелинейная классическая динамика тоже создаёт негауссовы распределения.

Нужно сравнить две полностью определённые эволюции. Обозначим разность предсказанных биспектров через ΔB. Это наше обозначение диагностической величины, а не новый закон природы:

$$\Delta B_\zeta(k_1,k_2,k_3;\tau_0) = B_\zeta^Q(k_1,k_2,k_3;\tau_0) - B_\zeta^C(k_1,k_2,k_3;\tau_0).$$

В обеих частях фиксируются действие, параметры, время начального сопоставления τ_0 и правило задания начальных статистик. Иначе различие можно получить просто потому, что сравниваются разные подготовки системы. Если классическому описанию разрешено заново выбирать начальный биспектр под каждый результат, это уже другая исследовательская зада-

ча. Она требует оценить, какие дополнительные предположения делают такую свободу физически допустимой.

Дэниел Грин и Рафаэль Порту предложили искать признаки квантового происхождения через аналитическую структуру корреляций, включая особенности в сложенных конфигурациях импульсов, при определённых предположениях о локальности и классических альтернативах. Такая постановка важна тем, что связывает философски звучащий вопрос с формой вычисляемой функции. Условия аргумента входят в само утверждение и не могут быть отброшены при переходе к наблюдениям. [99]

В работе Гильермо Бальестероса, Хесуса Гамбина Эхеа и Алехандро Переса Родригеса «Классическая и квантовая эволюция инфляционных флуктуаций», в версии v2 от 4 ноября 2026 года, сопоставление выполнено при конечном начальном времени. Авторы исследуют различия в древесном скалярном биспектре и однопетлевом тензорном спектре. Существенная оговорка: классическая эволюция в такой постановке не обязана давать сложенные полюса. Результат зависит от взаимодействий и момента сопоставления начальных условий. Работа не является прогнозом гарантированной наблюдаемости эффекта. [100]

Это хороший пример того, как развивается передний край. Сильная идея о признаке квантовости становится точнее, когда меняется постановка начальной задачи. Поэтому проект книги не должен закреплять одну форму сигнала как универсальную. Следует построить набор сравнений с явно указанными предпосылками и выяснить, какие различия переживают допустимые изменения описания. Даже отсутствие универсального признака сужает следующий поиск.

Почему недостаточно просто упомянуть Белла

Лабораторные проверки неравенств Белла сопоставляют корреляции результатов при различных настройках измерения. Для космологии возникает особая трудность: ранние условия нельзя переключать так, как направления анализаторов в лаборатории. В одном позднем изображении неба не содержатся автоматически все альтернативные измерения, необходимые для выбранного теста. Прежде чем написать неравенство, нужно определить физическое значение его входных переменных и предположений.

Малдасена построил специальную инфляционную модель, в которой космологические корреляции допускают постановку, связанную с неравенствами Белла. Это доказательство принципиальной возможности в заданной конструкции. Его нельзя переносить на произвольную карту реликтового излучения как уже готовую процедуру измерения. [101]

Кроме того, тест квантовых свойств современных фотонов отвечает на вопрос о состоянии этих фотонов и выбранном эксперименте. Чтобы связать его с первичными возмущениями, требуется проследить подготовку, взаимодействия, перенос корреляций и доступность нужных наблюдаемых. Последняя квантовая стадия длинной цепи не устанавливает автоматически квантовость самого первого звена. Такой переход нужно доказать отдельно.

В предлагаемой программе полезнее сначала искать конкретный различимый прогноз в ограниченном классе моделей. Универсальное исключение любых классических объяснений — более сильная цель. Если первая работа честно опровергает только определённую классическую динамику с определёнными начальными условиями, она всё равно может быть важной. Размер результата определяется полнотой вывода, а не громкостью названия.

От контрольного примера к исследовательской программе

Первый этап предлагаемой работы — воспроизводимый свободный предел. Для выбранного инфляционного действия вычисляются квантовые симметризованные корреляторы и классическая эволюция согласованного гауссова ансамбля. Там, где теория предсказывает совпадение, программа должна его показать. Без такого контроля различие при включённом взаимодействии легко спутать с несовместимыми нормировками, соглашениями о преобразовании Фурье или ошибкой начального состояния.

На втором этапе включается одно явно записанное слабое взаимодействие. Вычисляются квантовый и классический вклады одного порядка, с одинаковым правилом обрезания и перенормировки там, где она требуется. Параметры выбираются в области, в которой отброшенные поправки меньше исследуемой разности. Большое расхождение вне этой области не является сильным сигналом: оно может означать потерю контроля над обоими расчётами.

Третий этап — зависимость от времени начального сопоставления. Его следует варьировать вместе с физическим обоснованием начального состояния. Нужно установить, какой результат отражает выбранную подготовку системы, а какой остаётся устойчивым для семейства допустимых подготовок. Если различие исчезает при изменении этой предпосылки, это следует опубликовать. Так выясняется, что именно потенциально измеряет будущий опыт.

Далее строится отображение первичного сигнала в наблюдаемые. Космологические возмущения проходят через горячую плазму, образование структуры и распространение света. Эти процессы могут смешивать формы корреляций и создавать собственную негауссовость. Поэтому сравнивать с данными непосредственно ΔB первичного поля обычно недостаточно. Необходим расчёт передаточных функций и поздних вкладов в том же наборе условностей.

Для ИИ здесь есть работа с чётким критерием успеха. Он может сопоставлять независимые реализации интегралов, искать неучтённые конфигурации треугольников, проверять предельные случаи и выделять комбинации наблюдаемых, менее чувствительные к мешающим параметрам. Нельзя поручать ему выбор «наиболее квантовой картинки» без заранее определённого сравнения. Оптимизация тогда найдёт особенность симулятора или набора данных, а не физическое свидетельство.

Полезным первым результатом будет открытый пакет с несколькими ограниченными моделями, контрольными решениями и перечнем областей неразличимости. Такой пакет не претендует на новую фундаментальную теорию. Его ценность — возможность проверить, какая часть предполагаемого космологического признака переживает независимый расчёт. Осцилляторный пример этой главы показывает формат контроля; полноценный инфляционный пакет здесь пока не создан.

Как это проверить

Физическая проверка должна начинаться с выбора наблюдаемой и семейства альтернатив. Например, исследователь может задать форму первичного биспектра, разрешённые начальные состояния и ограниченный набор взаимодействий. После переноса к наблюдаемым строятся прогнозы для температуры и поляризации реликтового излучения либо для распределения вещества. Выбор канала зависит от вычисленной формы сигнала, а не от привычного списка будущих телескопов.

Затем моделируется работа конкретного измерения: доступная область неба, разрешение, шум, маски, астрофизические помехи и ошибки калибровки. Эти условия могут стереть интересную часть треугольных конфигураций или сделать её вырожденной с поздним эффектом. Пока такой расчёт не выполнен, утверждать обнаружимость нельзя даже при ненулевой теоретической разности. Ненулевой сигнал и измеримый сигнал — два разных критерия.

Предлагаемый анализ должен проходить проверки на искусственных данных, где истинная модель известна. В данные по отдельности добавляются классический сигнал, квантовый сигнал выбранной модели и предусмотренные помехи. Если процедура систематически объявляет квантовым обычный нелинейный вклад, её следует исправить до работы с настоящим небом. Параметры обучения и проверки разделяются так, чтобы алгоритм не узнавал симулятор по посторонним особенностям.

При совместном использовании нескольких обзоров необходимо учитывать общие космические моды и общие источники ошибок. Два исследования одной области неба не дают два независимых экземпляра Вселенной. Совпадение результата в разных наблюдаемых полезно, когда заранее рассчитано, какую именно связь между ними предсказывает модель. Возможность подбирать независимую амплитуду для каждого канала ослабляет эту проверку.

Условия отказа следует зафиксировать до оценки значимости. Теоретическая программа не проходит собственный контроль, если разность оказывается численной ошибкой, зависит от несовместимых начальных условий или меньше неконтролируемого следующего порядка. Наблюдательная гипотеза отвергается, если предсказанная совокупность корреляций несовместима с данными при заявленных допущениях. Отсутствие сигнала может ограничить взаимодействие или начальное состояние, но не доказывает классическую природу всего раннего мира.

И обратный результат требует точной формулировки. Если обнаруженная форма противоречит выбранной классической модели, вывод относится к этой модели и проверенным альтернативам. Для утверждения о первичной квантовости нужно показать, какие дополнительные классические объяснения исключены и на каких физических основаниях. Такая аккуратность не ослабляет перспективу открытия. Она делает возможным понимание того, что именно было открыто.

Вопрос о квантовом происхождении космического узора особенно хорошо отвечает замыслу книги. Он ведёт от понятного совпадения статистик к реально выполненному малому расчёту, затем к взаимодействующим полям и проекту будущего измерения. На каждом шаге можно получить определённый результат, в том числе отрицательный. Из этой цепочки возникает исследовательское направление, которое можно продолжать совместной работой теоретиков, наблюдателей и вычислительных систем.

Глава 13

До горячего начала

Установив, что Вселенная прошла горячую плотную стадию, мы получаем возможность задавать более ранние вопросы. За счёт какого процесса возникло это состояние? Предшествовала ли ему инфляция? Могло ли расширению предшествовать сжатие? Возникло ли само привычное время вместе с той историей, которую мы восстанавливаем? Эти вопросы относятся к разным уровням описания. Ответ на один из них не переносится автоматически на остальные.

Особенно легко смешать начало горячей стадии с абсолютным началом существования. Первое связано с определённым физическим режимом. Второе требует утверждения обо всех возможных режимах, включая те, для которых нынешнее описание ещё не построено. Чтобы исследовать предысторию, полезно сначала заменить общее слово «начало» точным вопросом: какая величина, геометрия или причинная связь перестаёт продолжаться в выбранной модели?

Предел модели и начало мира

При обратном прослеживании расширения обычное вещество становится плотнее, а температура растёт. В некоторых классических решениях этот путь ведёт к сингулярности. Математическое описание здесь тоньше образа бесконечно маленького шарика. Геодезическая — траектория свободно движущейся частицы или света в данной геометрии — может оказаться непродолжимой после конечного собственного времени частицы или конечного аффинного параметра вдоль светового луча. Аффинный параметр согласован с уравнением свободного движения; это не собственное время света, которого у света нет. Неполнота означает, что модель перестаёт отвечать, куда продолжить путь.

Это ещё не описание физического события, на котором мир был создан. Прерванная траектория может указывать на неполноту выбранной области пространства-времени, на существенность иной динамики или на границу самого классического понятия геометрии. Чтобы различить варианты, нужно построить продолжение и проверить его согласованность. Объявление границы окончательной не заменяет такой работы; её произвольное устранение словами «там был другой мир» тоже не задаёт физику.

Теорема Борде — Гута — Виленкина ограничивает определённые попытки продолжить инфляцию бесконечно в прошлое. При выполнении условия положительного усреднённого расширения вдоль подходящей геодезической соответствующее описание оказывается неполным в прошлом. Расширение сегодня само по себе этого условия не обеспечивает: существенна история вдоль рассматриваемого пути. Аргумент кинематический и не требует обычного условия положительности энергии. Его результат относится к траекториям и предпосылкам модели; он не выбирает механизм на прошлой границе и не доказывает возникновение из абсолютного ничто. [102]

Поэтому модель с предшествующим сжатием нужно проверять на выполнение условий теоремы во всём предлагаемом продолжении. Одного названия «циклическая» недостаточно, чтобы считать проблему решённой. Аналогично наличие квантового слова в описании не га-

рантирует, что классическая граница действительно устранена. Должны существовать определённые переменные, закон их изменения и область, в которой из нового описания снова получается наблюдаемая космология.

Полезно различать локальное продолжение истории и объяснение всей полученной цепочки состояний. Первое устраняет препятствие в конкретном месте; второе должно также обосновать условия предыдущей фазы. Научную ценность продолжению придаёт связь этих условий с наблюдаемыми последствиями. Если новая эпоха меняет начальную статистику возмущений, появляется предмет сравнения с небом. Если она лишь получает название, объяснение ещё не продвинулось.

Отскок должен выдержать возмущения

В модели отскока сжатие сменяется расширением, когда масштабный фактор достигает ненулевого минимума. Пространство при этом может оставаться бесконечным. Темп расширения H сначала отрицателен, проходит через нуль и становится положительным. Уже эта простая последовательность накладывает ограничение на динамику. В пространственно плоской однородной модели общей теории относительности, если скорость света принята за единицу, действует соотношение:

$$\dot{H} = -\frac{\rho + p}{2M_{\mathrm{Pl}}^2}.$$

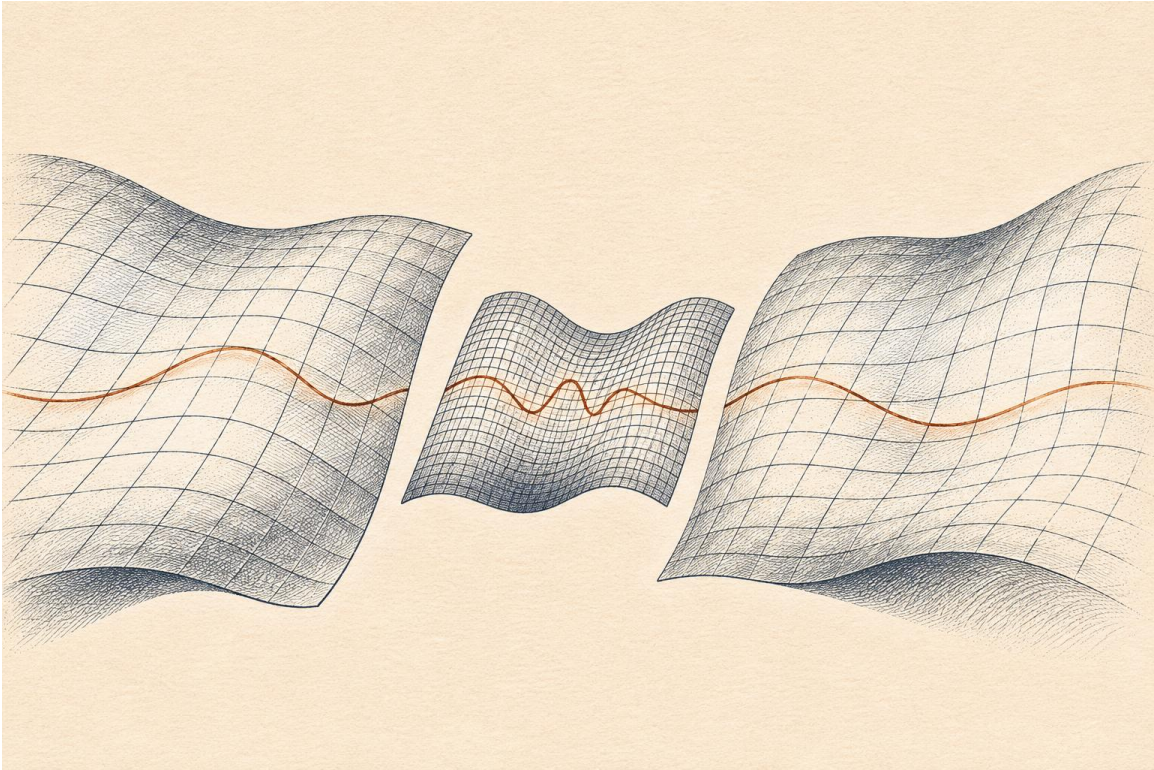
Здесь ρ — полная плотность энергии, p — давление, а M_{Pl} — приведённая планковская масса. Если сумма плотности и давления неотрицательна, H не может увеличиваться через нуль. Следовательно, отскок в такой постановке требует изменить хотя бы одну существенную предпосылку. Возможны другая геометрия, иной состав материи или изменённая гравитационная динамика. Каждый вариант имеет собственную цену и собственные условия применимости.

В петлевой квантовой космологии Аштекара, Павловского и Сингха сингулярность была заменена квантовым отскоком для пространственно плоской изотропной модели с безмассовым скалярным полем. Поле использовалось как внутреннее время: его меняющимся значением нумеруют состояния, не вводя внешних часов. Эволюция исследовалась аналитически и численно. Это конкретный результат квантовой модели с сильно сокращённым набором степеней свободы; перенос вывода на реальную неоднородную Вселенную требует отдельной работы. [103]

Следующий шаг особенно важен: через отскок должны пройти малые отклонения от идеальной однородности. Красивый график масштабного фактора может скрывать неустойчивость. Одни возмущения могут быстро расти, другие — перестать подчиняться использованному приближению. Требуется проверить знак кинетической энергии, распространение пространственных неоднородностей и влияние самих возмущений на фон. Если они становятся сравнимыми с фоном, линейный расчёт уже не подтверждает гладкость перехода.

Нельзя взять удобную фоновую кривую из одной квантовой теории и добавить к ней возмущения из другой лишь потому, что их проще вычислять. Они должны следовать из совместимого описания. Согласованность нужна также при переходе к горячей стадии: способ образования частиц и передача им энергии могут менять предсказанные масштабы. Именно

здесь идея предшествующего мира превращается в набор трудных, но конкретных физических задач.



Гравюра 16. Гипотеза отскока и судьба возмущений. В сценарии отскока сжатие сменяется расширением при ненулевом минимуме масштабного фактора. Изображены условные участки пространства, а не внешний размер всей Вселенной. Тонкая неоднородная линия напоминает о главном условии: возмущения должны пройти переход в рамках согласованной динамики. Существование такого этапа в нашей истории не установлено.

Есть содержательный пример совместного ограничения. В рассмотренном однополевом классе отскоков после пылеподобного сжатия попытка уменьшить отношение тензорной мощности к скалярной за счёт усиления скалярных возмущений сопровождалась ростом негауссовости. Исправление одного наблюдательного затруднения создавало другое. Результат зависит от исходного вакуума, выбранной материи и динамики; он не запрещает все отскоки. Зато показывает, почему мощность, тензоры и трёхточечные корреляции необходимо проверять вместе. [104]

Отскок также не обязательно является частью бесконечного цикла. Один переход от сжатия к расширению ещё ничего не говорит о следующем обороте истории. Для повторения нужны дополнительные условия, а перенос энергии и энтропии через последовательные фазы требует отдельного расчёта. Возможность продолжить масштабный фактор через минимум решает одну задачу из нескольких.

Граничное состояние и вопрос о времени

Есть подходы, в которых искать обычную предыдущую эпоху недостаточно. В квантовой космологии сама геометрия становится частью квантового описания. Тогда привычное время может появляться лишь в области, где допустима приблизительно классическая история. Во-

прос о более фундаментальном состоянии остаётся осмысленным, но переводить его в последовательность событий на внешних часах уже нельзя без дополнительного обоснования.

Предложение Хартла — Хокинга задаёт волновую функцию Вселенной через суммирование по подходящим компактным геометриям. Волновая функция определяет квантовые амплитуды возможных геометрий и состояний полей; из них при заданных правилах получают вероятности. В первоначальной формулировке это способ выбора квантового состояния, исследованный на упрощённых моделях. Геометрии, участвующие в вычислении, не обязаны быть последовательными кадрами реального процесса. Поэтому отсутствие обычной прошлой границы в такой конструкции не равнозначно зарегистрированному переходу от небытия к существованию. [105]

Наблюдательный прогноз возникает, когда выбраны динамическая теория, допустимые конфигурации, способ вычисления амплитуд и правило перехода к вероятностям наблюдений. Затем надо выяснить, при каких условиях появляется приблизительно классическое пространство-время. Тогда можно сравнивать, например, веса историй с разными возмущениями. Граничное предложение становится проверяемым в той мере, в какой оно ограничивает эти веса и через них — доступную нам статистику.

Здесь возникает полезная дисциплина языка. Выражение «возникающее время» может обозначать появление удобной переменной в некотором режиме, а не событие, которое произошло раньше всех остальных событий. Математическая зависимость между более фундаментальными величинами не обязана быть отношением временной причины и следствия. Чтобы сохранить смысл слова «до», сначала нужно установить, существует ли в модели общий порядок, который связывает сравниваемые состояния.

Даже успешное граничное предложение не обязано давать единственную классическую историю. Оно может задавать распределение вероятностей. Тогда проверка касается этого распределения и его наблюдаемых следствий. Выбор самого привлекательного исхода после просмотра неба ослабил бы проверку: теория должна объяснять также, насколько естественно получить именно такие данные при заранее заданных правилах.

Сколько прошлого сохраняется в настоящем

Возмущение, возникшее до горячей стадии, проходит через последующую эволюцию и оказывается в доступном нам диапазоне масштабов только при подходящих условиях. Достаточно длительная инфляция может растянуть интересующий след за пределы наблюдаемой области. Некоторые особенности сглаживаются при переносе, другие смешиваются с поздними процессами. Поэтому отсутствие следа бывает свойством самой истории, а не недостатком детектора.

Для скалярного линейного вклада в температурные и E-поляризационные спектры, до поправок от линзирования, связь с первичной мощностью имеет вид:

$$C_\ell^{XY} = 4\pi \int d\ln k\, \mathcal{P}_\zeta(k)\, \Delta_\ell^X(k) \Delta_\ell^Y(k), \qquad X, Y \in \{T, E\}.$$

Здесь T означает температуру, E — компонент поляризации, а ℓ нумерует угловые масштабы: большие ℓ отвечают более мелким деталям. Спектры в левой части описывают мощность этих рисунков и их взаимную связь. Функции Δ переносят начальные возмущения в наблюда-

емую картину. Интеграл собирает в одном измеряемом числе вклад многих исходных масштабов. Поэтому конечный набор измерений ограничивает первичный спектр, но не раскрывает каждую его деталь: некоторые изменения взаимно компенсируются после интегрирования. Физическая допустимость двух компенсирующих спектров требует отдельного доказательства — одной математической возможности компенсации недостаточно.

На самых больших углах добавляется космическая дисперсия. У нас ограниченное количество доступных мод одного неба; идеальное устранение шума не создаёт дополнительных реализаций той же Вселенной. Поляризация действительно добавляет информацию, но выигрыш зависит от параметра и от её корреляции с температурой. Поэтому увеличение числа измеренных величин не означает одинакового улучшения знания всей предыстории. [7]

Связи между разными статистиками помогают восстановлению, но сами нуждаются в сравнении с конкурентами. В главе о происхождении структуры мы уже встретили коррелированные особенности мощности и биспектра, вызванные изменением скорости звука во время инфляции. Для них отскок не требуется. Такое сочетание сначала указывало бы на определённый тип ранней динамики; вывод о сжимающейся предыстории потребовал бы дополнительных различий. [89]

Предел знания здесь можно сформулировать точно. Если две модели дают одинаковое распределение всех доступных нам наблюдаемых величин, обработка этих же данных не выберет между ними. Выходом может стать новое наблюдаемое, которое они предсказывают поразному, или независимо обоснованное ограничение класса моделей. Более подробный рассказ о скрытой эпохе сам по себе не добавляет информации.

Как это проверить

Для практической программы следует выбрать одну полностью заданную модель отскока и одного конкретного конкурента без отскока. Нужно зафиксировать закон гравитации, поля, исходное состояние возмущений и переход к горячей стадии. Если отскок предшествует инфляции, в общий расчёт входят динамика обоих этапов и длительность последующей инфляции: она определяет, какие следы предыстории остаются в доступном диапазоне масштабов. Сравниваются именно эти модели, а не неопределённые семейства «все начала» и «все циклы».

Сначала интегрируют фоновую динамику и возмущения через переход. Затем рассчитывают скалярную мощность, тензорную мощность и биспектр из согласованного действия. Численное решение проверяют на известных предельных режимах, при изменении шага и точности; отдельно оценивают влияние возмущений на фон. Если расчёт теряет контролируемость именно в области отскока, нельзя подменять её произвольным соединением двух удобных решений. Следующим результатом тогда должна стать проверенная динамика перехода.

Наблюдательный этап использует многочастотные карты температуры и поляризации реликтового излучения. Скалярные следы проверяют совместно с доступными ограничениями тензорной компоненты. При подключении распределения галактик вычисляют поздний гравитационный биспектр и свойства отбора объектов. Главные конкуренты ранней особенности — галактическое излучение, калибровочные ошибки, случайные флуктуации и альтернативная ранняя динамика. Их параметры оценивают совместно с параметрами предыстории, а не фиксируют в наиболее удобных значениях.

До анализа реального неба создают искусственные данные для обеих моделей и базового гладкого сценария. Весь поиск повторяют с теми же масками, шумами и диапазонами параметров, измеряя частоту ложного предпочтения отскока и вероятность обнаружения его следа. Если параметры, согласующиеся с мощностью, неизбежно требуют обнаружимого трёхточечного сигнала, отсутствие этого сигнала исключает соответствующую реализацию. Нужно проверить весь оставшийся допустимый диапазон, а не одну удобную точку. Если различие слабее общей неопределённости, обе истории сохраняются при достигнутой точности.

Будущую установку следует проектировать под конкретное сохранившееся различие: нужный диапазон углов, частотную чистоту, точность поляризации или число доступных пространственных мод. Если след находится за причинной границей либо полностью утрачен в доступном распределении, уменьшение инструментального шума не решит задачу. Ближайший расчёт — карта различимости в зависимости от параметров отскока и длительности последующей инфляции, с повторной оценкой остальных параметров и помех. Она покажет, где след сохранился, но пока слишком слаб, а где выбранный наблюдательный канал уже не содержит различающей информации.

Глава 14

Почему время имеет направление

Нагретый металлический брусок остывает в более холодной комнате. Газ, освобождённый из одной половины сосуда, заполняет весь доступный объём. Свет, поглощённый детектором, оставляет запись, которую затем можно прочитать. Эти процессы позволяют отличать прошлое от будущего по их физическим следам. Между тем уравнения многих механических моделей допускают и обращённую последовательность движений. Почему обратные процессы настолько необычны в макроскопическом мире?

Для постановки вопроса не требуется считать все фундаментальные взаимодействия строго симметричными при обращении времени. Затруднение уже возникает в тех системах, чья используемая динамика обратима, а поведение имеет отчётливое направление. Космология добавляет к нему ещё одну задачу: почему раннее состояние мира допускало огромный запас последующих необратимых изменений? Ответ зависит от того, какую именно энтропию мы обсуждаем.

Различные состояния с одинаковыми макроскопическими признаками

Описание газа температурой, объёмом и давлением оставляет неуказанными положения и скорости огромного числа молекул. Одно такое макросостояние — состояние, заданное коллективными измеряемыми свойствами, — совместимо с множеством разных микросостояний. В статистическом описании энтропия связана с размером этого множества. В простейшей записи Больцмана:

$$S_{\mathrm{B}} = k_{\mathrm{B}} \ln \Omega.$$

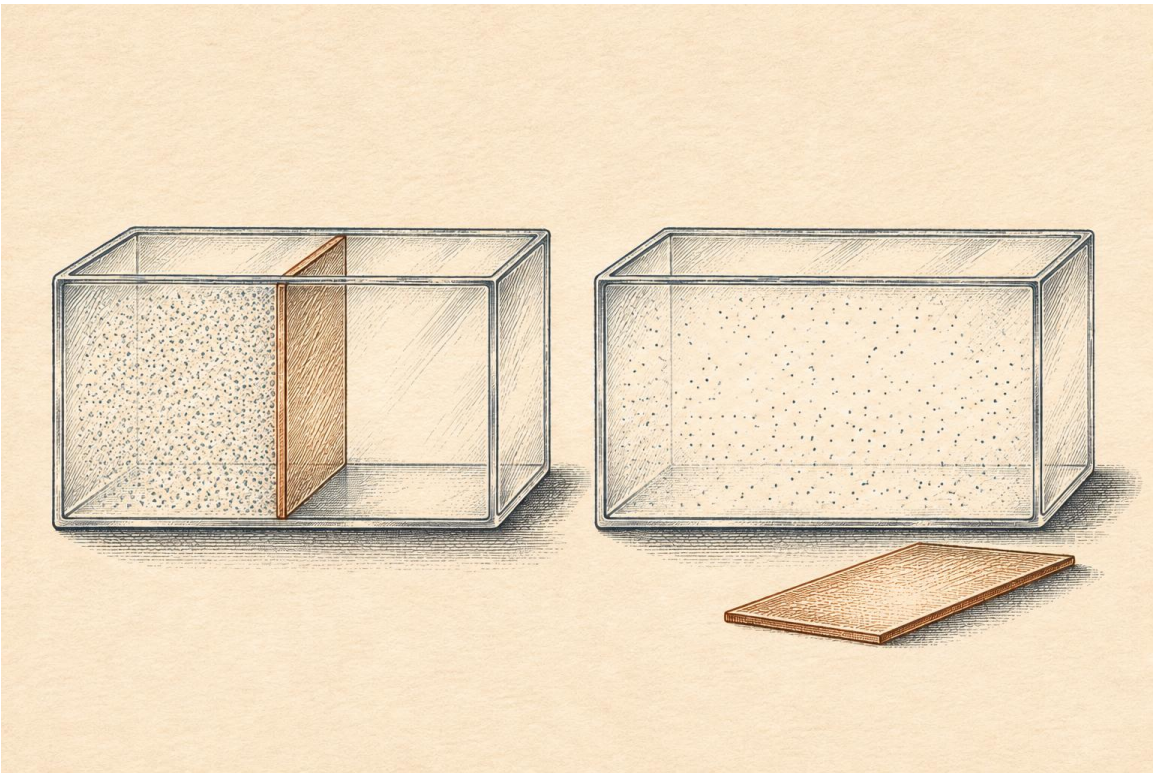
Величина Ω обозначает число микросостояний, совместимых с выбранным макросостоянием, либо соответствующий должным образом нормированный объём в пространстве состояний. Постоянная Больцмана переводит логарифм в физические единицы. Существенно, какие свойства зафиксированы: энергия, объём, число частиц и другие ограничения определяют, что именно сравнивается. Слово «беспорядок» может служить бытовой подсказкой, но не заменяет этого определения.

Пусть идеальный газ сначала удерживается перегородкой в половине изолированного сосуда. После её удаления объём, доступный каждой молекуле, удваивается. Для N частиц число пространственных вариантов возрастает в два в степени N раз, а соответствующее изменение равновесной энтропии равно N постоянных Больцмана, умноженным на логарифм двух. Эффект связан с конкретным снятием ограничения. Газы не обязаны выглядеть более хаотично, чтобы этот подсчёт имел смысл.

Обратимое микроскопическое движение при этом не обязано уничтожать сведения об исходной половине сосуда. Они могут сохраняться в сложных корреляциях координат и импульсов, которые обычное измерение давления не различает. Если с невероятной точностью обратить все необходимые движения и связи, обратный процесс допустим в рассматриваемой модели. Типичные макроскопические приготовления такого согласования не обеспечивают. Поэтому практическая необратимость совместима с обратимостью лежащих под ней уравнений.

Однако статистический аргумент имеет исходное условие: газ первоначально был ограничен половиной сосуда. Если выбрать обычное равновесное состояние без особой подготовки, не получится история, в которой энтропия всё время заметно растёт. Ожидаются равновесные колебания около типичных значений. Следовательно, объяснить тенденцию движения к более вероятным макросостояниям и объяснить происхождение специального начального макросостояния — две связанные, но отдельные задачи.

Такое объединение микросостояний, которые выбранные макроскопические величины не различают, называют огрублением описания. Разбиение выбирают в соответствии с взаимодействиями и временем наблюдения. Температура полезна потому, что множество быстрых процессов допускает устойчивое коллективное описание. При изменении условий требуется проверить, сохраняется ли его применимость. Особенно осторожно нужно переносить термодинамические слова с газа в сосуде на Вселенную целиком.



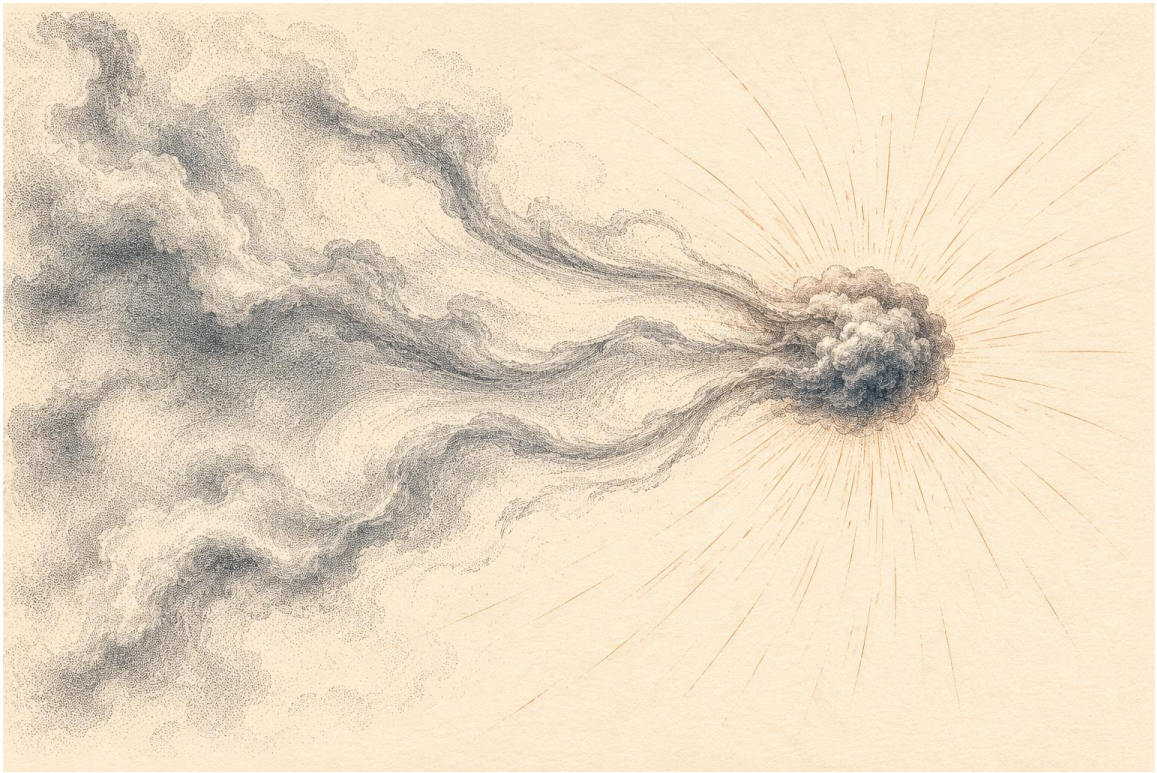
Гравюра 17. Энтропия и снятое ограничение. Перегородка ограничивает доступные пространственные состояния газа. После её удаления число допустимых вариантов возрастает, хотя обратимая микродинамика не обязана уничтожать сведения о подготовке. Молекулы показаны условными точками. Иллюстрация относится к газу в сосуде; перенос того же образа на Вселенную требует отдельного определения системы и ограничений.

Почему горячее начало может быть специальным

Ранняя плазма была близка к тепловому равновесию по многим локальным процессам. Это способно создать впечатление, будто она уже обладала максимально возможной энтропией. Но локальное равновесие определённого набора частиц не равнозначно равновесию всей гравитирующей системы. Значение имеют пространственное распределение вещества, геометрия и степени свободы, которые не учитываются при описании небольшого участка одним термометром.

У гравитации есть особенность: достаточно большая почти однородная система может эволюционировать к сгущениям, высвобождая энергию. При сжатии облака энтропия самого вещества может уменьшаться, тогда как унесённое излучение обеспечивает рост общей энтропии. Поэтому геометрически более собранный объект не обязательно является низкоэнтропийным итогом для системы вместе со средой. Различать влияние гравитации на статистику материи и собственные степени свободы гравитационного поля принципиально важно. [106]

Когда говорят о низкой начальной энтропии Вселенной, имеют в виду специальность раннего состояния относительно более широкого набора допустимых состояний и последующих процессов. Горячая почти однородная материя ещё могла образовывать структуры, выделять энергию и поддерживать большие различия температур. Число для «энтропии всего» при этом требует определения системы и меры сравнения. Общепринятой универсальной формулы, которая любому космологическому пространству-времени сразу приписывает единственную гравитационную энтропию, здесь нет.



Гравюра 18. Сгущение вещества и уходящая энергия. При гравитационном сжатии вещество может собираться в более компактную структуру, одновременно отдавая энергию окружающей среде. Поэтому видимая упорядоченность объекта не определяет энтропию всей системы. Гравюра показывает только этот качественный смысл; универсальная мера гравитационной энтропии для произвольного космологического пространства-времени здесь не предполагается.

Само расширение тоже не является определением термодинамической стрелы. При обратимом расширении без обмена теплом энтропия выбранного сопутствующего объёма может сохраняться, хотя его плотность и температура уменьшаются. В модели со сжатием необратимые процессы могут продолжаться в том же направлении физической истории. Изменение знака H не поворачивает автоматически тепловые потоки назад. Согласовать стрелу с отскоком или циклом должна конкретная теория состояний и переходов.

Инфляционное сглаживание полезно для объяснения свойств определённого участка, но само по себе не устанавливает вероятность его исходного состояния. В обратимой динамике сближение траекторий на рисунке нескольких переменных может сопровождаться сохранением различий в других степенях свободы. Кэрролл и Там исследовали эту проблему через меру на космологических историях. Их рассуждение подчёркивает зависимость выводов от пространства состояний и способа его измерения; конкретные огромные или малые вероятности из такого анализа нельзя принимать за общепринятую вероятность рождения нашей Вселенной. [107]

Содержательная теория начальных условий должна сообщить, какие состояния допустимы, как они сравниваются и почему наблюдаемая история получает выбранный вес. Если низкая энтропия просто записана в граничном условии, это может быть честной и полезной частью модели. Но объяснение её последующего роста не становится тем самым объяснением самого граничного условия. Продвижение возможно, когда последнее получает дополнительную физическую мотивацию и отличимые последствия.

Декогеренция и направление записей

Квантовое описание добавляет ещё одно различие. Энтропия полного замкнутого состояния и энтропия выделенной подсистемы относятся к разным объектам. Матрица плотности ρ — математическое представление квантового состояния, из которого получают вероятности результатов измерений. Она позволяет описывать и всю систему, и выбранную её часть. Энтропия фон Неймана записывается через неё так:

$$S_{\mathrm{vN}}(\rho) = -k_{\mathrm{B}}\,\mathrm{Tr}(\rho \ln \rho).$$

Символ Tr означает сумму диагональных элементов матричного выражения в скобках. Обычная эволюция замкнутой квантовой системы обратима; её называют унитарной. Она сохраняет собственные значения матрицы плотности, а значит, и полную энтропию в этой формуле. Состояние подсистемы получают, исключая переменные окружения из описания. Её энтропия может расти при образовании запутанности с окружением, хотя энтропия целого остаётся прежней. Для произвольной системы и произвольного начального состояния такой рост не обязан быть монотонным.

Чистое квантовое состояние можно описать одной волновой функцией; смешанное состояние выделенной системы к одной волновой функции не сводится. При этом чистота не означает малую энергию: чистое состояние может быть сильно возбуждённым. Измерение мощности возмущений не восстанавливает всю матрицу плотности. Поэтому избыток маломасштабной мощности нельзя автоматически назвать измерением избыточной начальной энтропии. Чтобы сделать такой вывод, теория должна связать измеряемые корреляции с конкретным определением энтропии.

Декогеренцией называют подавление наблюдаемой интерференции между альтернативами при их связи с окружением. Разные состояния оставляют разные следы в ненаблюдаемых степенях свободы. Для доступной подсистемы это может сделать классическое вероятностное описание хорошим приближением. В работе Зурека взаимодействие прибора со средой определяет, какие состояния записи устойчивы. Здесь запись означает физическую корреляцию, например состояние измерительного устройства, а не наличие какого-либо особого наблюдателя. [108]

Для ранних возмущений декогеренция помогает объяснять, почему квантовую статистику можно использовать как исходные данные приблизительно классической истории. Вычисление начинается с заданного состояния и конкретного взаимодействия со средой. Оно показывает, какие корреляции становятся недоступными при выбранном описании, и тем самым объясняет часть перехода к классической картине. Специальность исходного состояния остаётся отдельным условием этого расчёта.

В исследовании Найери 2026 года рассмотрены расширяющаяся и сжимающаяся полуклассические ветви — приблизительно классические варианты космологической истории. В принятой инфляционной схеме рассчитано, как различия связанных с ними состояний окружения подавляют интерференцию между ветвями. Автор отделяет этот процесс от весов, заданных квантовым граничным условием. Получаемая стрела относится к огрублённому описанию внутри ветви и опирается на специальное исходное состояние. Это количественный результат для заданных условий, а не вывод низкой начальной энтропии из произвольного состояния. [109]

Проверка космологического предложения требует связать эти уровни: правило начальных условий задаёт статистику, последующая динамика переносит её в наблюдаемые следы. Различие между двумя граничными правилами становится доступным лишь там, где этот перенос сохраняет различие сигналов. Именно поэтому обсуждение стрелы времени должно привести нас от общих слов об энтропии к конкретному излучению, которое можно измерить.

Тепловая история и границы доступа

У горизонтов возникает собственная термодинамическая структура. Гиббонс и Хокинг показали, что в соответствующих космологических геометриях с положительной космологической постоянной горизонту можно сопоставить температуру и энтропию, а детектор имеет тепловой отклик. Это полуклассический результат при определённых условиях. Он не даёт права без определения системы складывать энтропию горизонта, вещества и запутанности как три заведомо независимых вклада. [110]

Частотный спектр реликтового излучения, рассмотренный в главе о горячей истории, даёт доступ к необратимым процессам в ранней плазме. Измерения FIRAS служат опорным примером проверки его почти равновесной формы. Теперь вопрос можно сузить: какие различия начальных состояний могли оставить в этом спектре различимые следы? Наблюдаемая величина здесь — распределение энергии излучения по частотам. [111]

Энергия маломасштабных акустических возмущений может рассеиваться в плазме и переходить в тепло. Когда процессы восстановления полного теплового равновесия уже недостаточно эффективны, такое энерговыделение оставляет спектральные искажения. Их принято описывать, в частности, компонентами μ и y с различной частотной формой. На более ранней стадии сходное выделение энергии могло лишь изменить общую температуру, почти не сохранив отличимого остатка. Поэтому спектр исследует определённое окно тепловой истории. [112]

Такие измерения проверяют процессы, через которые выбранное начальное состояние передавало энергию из возмущений в излучение. Связь с гипотезой происхождения стрелы появится, если её граничное правило предскажет необходимые амплитуды и формы возмущений. Без этого мы исследуем тепловую историю, но ещё не проверяем предложенное

объяснение начальных условий. Следующий шаг поэтому состоит в построении ограниченного примера с вычислимым спектральным следом.

Карта теплового следа

Среднее спектральное искажение сообщает, сколько тепла сохранилось в определённом окне истории. Но одинаковое среднее значение не требует одинакового распределения этого следа по небу. Можно спросить, связаны ли направления с чуть большим μ-искажением с крупномасштабными температурными неоднородностями реликтового излучения. Такая связь добавляет сведения о соотношении длинных и коротких первичных волн, которые исчезают при простом усреднении спектра.

Причина состоит в том, что μ-искажение от акустического затухания связано с энергией малых возмущений, то есть с величиной, квадратичной по их амплитуде. Температурная анизотропия прослеживает также длинные волны. Если длинная волна модулирует мощность коротких, эти два наблюдаемых поля могут коррелировать. Пайер и Залдарриага показали связь μ–T с первичным биспектром в сильно вытянутом по масштабам пределе: одна волна длинная, две другие короткие. Это установленное теоретическое предложение, а не новый эффект, вводимый нашей книгой. [113]

Обозначив сферические гармоники карты искажения через μ_{lm}, а температурной карты через a_{lm}^{T}, получаем обычное определение взаимного углового спектра:

$$C_\ell^{\mu T} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \left\langle \mu_{\ell m}\, a_{\ell m}^{T*} \right\rangle .$$

Угловой индекс l определяет размер рисунка на небе, звёздочка означает комплексное сопряжение, скобки — среднее по статистическому ансамблю. Реальный оцениватель должен дополнительно учитывать маску, шум и смешивание угловых мод. Ненулевая средняя μ сама по себе не задаёт $C_l^{\mu T}$: два начальных состояния могут рассеять одинаковую суммарную энергию и по-разному связать её пространственный рисунок с длинными волнами.

Поэтому прежний проект можно расширить определённой парой состояний. У первого задают почти гауссовы возмущения; у второго — заранее выбранный слабый шаблон связи длинных и коротких волн. Их двухточечную мощность и среднее искажение согласуют в заданной точности. Затем выводят ожидаемую μ–T корреляцию из полного первичного биспектра и переноса. Связь должна иметь конечное число фиксированных параметров и сохранять контролируемость теории возмущений. Произвольное рисование корреляции после просмотра данных не проверяет начальное правило.

Для проверки вычислительной цепочки полезен простой искусственный пример. Возьмём независимые гауссовы длинное и короткое поля. В одном случае короткое поле оставим без изменений, во втором умножим его амплитуду на величину, слабо зависящую от длинного поля, и заново нормируем его среднюю мощность. У этих двух построений можно сохранить одинаковую дисперсию коротких волн, но получить разную корреляцию их локальной энергии с длинной волной. Это объясняет, почему равенство средних спектральных искажений не закрывает вопрос о пространственной связи.

Такое построение служит контролируемым входом для программы, а не заменой физической модели начального состояния. Сначала код должен восстановить заданную связь в идеальном случае и не создавать её при отключённой модуляции. Затем вводят тепловой перенос, ограничения углового разрешения и реальные помехи. Для научного вывода искусственный вход заменяют биспектром, полученным из выбранной динамики и начального правила; соответствие мощности и среднего μ проверяют повторно с той же точностью.

Это предложение определяет вычислимую задачу, но ещё не выбирает физическое происхождение стрелы времени. Чтобы получить такую связь, правило начальных условий из соответствующей гипотезы должно действительно производить выбранный шаблон. Пока этого вывода нет, исследуется различимость статистических состояний. Положительный результат покажет, какие их свойства доступны излучению; он не измерит полную энтропию Вселенной и не докажет единственность её граничного условия.

Главная экспериментальная опасность — просачивание обычной температурной анизотропии в восстановленную карту μ. Тогда её корреляция с температурой содержит ложный вклад от гораздо более сильного температурного поля. Ремазей и Хлуба исследовали разделение компонент с явным подавлением такой утечки и показали существенную роль передних планов в прогнозах. Нужна многочастотная карта, а не только точное измерение одного среднего спектра. [114]

Можно также вычислять корреляцию μ с E-компонентой поляризации. Её диагностические возможности исследовали Ремазей, Равенни и Хлуба. Однако наличие второго графика не делает проверку автоматически независимой: температурная утечка в карте μ коррелирует с E через обычный TE-спектр, а частотная калибровка и часть передних планов могут быть общими. Преимущество добавочного канала необходимо оценивать через совместную ковариацию и реалистичные симуляции всей обработки. [115]

Есть и физические альтернативы: неоднородное энерговыделение способно породить собственный пространственный рисунок искажений. Следовательно, для выбранного первичного шаблона следует отдельно вычислить конкурирующие поздние вклады и известные эффекты переноса. Простое требование «корреляция должна быть равна нулю» слишком грубо. Проверяется конкретная амплитуда и угловая зависимость дополнительной компоненты после включения необходимого базового сигнала.

Как это проверить

Для ограниченного проекта можно сравнить два заданных начальных состояния при одной динамике: базовое, дающее гладкий спектр, и состояние с дополнительным возбуждением в заранее определённой полосе малых масштабов. Это не две готовые теории стрелы времени. Это проверка конкретного следствия начальных условий. Амплитуда, центральный масштаб и ширина полосы должны следовать из выбранного правила состояния либо иметь заранее установленный диапазон; соответствие модели крупномасштабной анизотропии проверяется одновременно.

Сначала рассчитывают, когда и с какой скоростью рассеивается энергия этих возмущений, затем — итоговый частотный спектр с учётом тепловых процессов. К базовому прогнозу уже относятся стандартные источники искажений: проверяется дополнительный вклад, а не отсутствие всякого отклонения от идеального чёрного тела. Разные истории энерговыделения могут

дать сходный итоговый спектр. Поэтому до проектирования наблюдений следует вычислить, какие детали формы действительно различают выбранные состояния и конкурирующие источники энергии.

Измерительная схема с абсолютным спектрометром и тепловым эталоном описана в главе о горячей истории. Для нынешней задачи различие начальных состояний переводят в разность сигналов каждого частотного канала. Затем заново подбирают температуру излучения, калибровку и астрофизические компоненты в обеих моделях. Оставшуюся разность сопоставляют с совместной матрицей погрешностей каналов, учитывающей их общие ошибки. Это определяет требуемую точность: похожие первичные состояния могут стать практически одинаковыми для прибора после теплового переноса и подгонки помех.

Наиболее опасны ошибки эталона, дрейф температуры, неточность частотного отклика и остаточное астрофизическое излучение. В лабораторных испытаниях необходимо проверять отклик на малые известные отличия спектров, а в искусственные данные вводить модельные сигналы вместе с помехами. Сравнение проводят с альтернативными источниками энерговыделения, включая распады частиц и нагрев газа. Набор частот и точность выбирают так, чтобы остаточное различие после этой оценки не поглощалось калибровкой.

Если выбранное начальное состояние неизбежно даёт доступное прибору искажение, надёжное отсутствие такого вклада ограничивает его параметры. Обнаружение требует проверки частотной формы и конкурирующих процессов; оно не определяет полную квантовую чистоту ранней Вселенной. Ближайший расчёт — карта вероятности обнаружения дополнительного возбуждения в зависимости от его амплитуды, центрального масштаба и ширины, после учёта помех и теплового стирания. Порог ложного обнаружения задают до поиска. Такая карта позволит выбрать чувствительность каналов и покажет, где спектральному измерению потребуется другой независимый наблюдаемый след.

Для пространственного расширения проекта нужен второй, отдельный итог: карта различимости двух состояний с близкими средними искажениями. После расчёта μ–T создают многочастотные искусственные карты, добавляют температурную утечку, неопределённость калибровки и передние планы, затем восстанавливают корреляцию тем же алгоритмом, который будет использоваться на данных. Изменение частотного набора и маски не должно создавать желаемый эффект. Если доступная наблюдению корреляция, обязательная для фиксированной ненулевой версии состояния, отсутствует при проверенной чувствительности, эта версия не проходит тест. Если обе версии остаются неразличимыми, результат устанавливает предел данного наблюдательного канала и требования к дополнительному измерению.

IV Глубинное устройство

Глава 15

Из чего сделано «где»

Комната кажется самым надёжным образцом пространства. Можно указать на дверь, измерить расстояние до окна, пройти между столом и стеной. В таком опыте предметы меняют положение, а само «где» остаётся готовым вместилищем. Даже представляя пустой космос, мы обычно сохраняем эту комнату, только убираем из неё мебель. Но физическая теория не обязана начинаться с уже построенного помещения. Она может поставить более трудный вопрос: какие отношения позволяют вообще определить близость, расстояние и направление?

В предыдущей главе мы спрашивали, почему события складываются в историю с определённым направлением времени. Геометрия при этом уже входила в описание. Теперь вопрос меняется: что позволяет вообще приписать событиям расстояния и соседство? Измеренные расстояния остаются исходными данными; объяснить предстоит устойчивость самого языка, на котором они записаны.

От адреса к геометрии

Три пространственных измерения означают, что для локального положения события в выбранный момент нужны три независимые координаты. Координаты можно менять: заменить декартову сетку сферической, выбрать другую точку отсчёта. Количество независимых направлений от этого не увеличивается. В теории относительности к пространственным координатам добавляется временная, однако время имеет особую роль в причинной структуре. Четырёхмерное пространство-время нельзя без пояснений изображать как комнату с ещё одним обычным направлением движения.

Совсем иной смысл имеет размерность пространства состояний. Чтобы указать положения двух частиц в обычном пространстве, понадобятся шесть чисел. Если требуется знать также их импульсы, число параметров возрастёт ещё вдвое. Из этого не возникает двенадцать доступных человеку направлений. Мы расширили описание системы, а не обнаружили новые стороны комнаты. Гильбертово пространство — математическое пространство, в котором записывают квантовые состояния. Его размерность характеризует возможности такого описания и сама по себе ничего не сообщает о числе пространственных направлений.

И координат недостаточно, чтобы задать геометрию. Одинаковая разность чисел на двух участках карты может соответствовать разным физическим расстояниям. Нужны правила, переводящие координатные различия в показания линеек и часов, — метрика. В общей относительности она участвует в динамике: распределение энергии влияет на геометрию, а геометрия влияет на движение вещества и света. Уже здесь пространство перестаёт быть неподвижной декорацией. Но геометрические величины по-прежнему входят в исходный язык теории.

Возникающая геометрия означает более сильную возможность. Исходные переменные некоторой теории могут не описывать точки привычного пространства, а гладкая геометрия появляется лишь для определённых состояний и масштабов. Полезна аналогия с температурой. Молекуле не требуется собственная температура, чтобы множество молекул допускало тер-

модинамическое описание. Аналогия показывает логическую возможность смены языка, но не устанавливает, из чего сделано пространство. Микроскопические переменные и переход к геометрии ещё предстоит предъявить.

Здесь слово «возникает» не обязательно означает событие во времени. Если крупномасштабный язык выводится из более глубокого, речь может идти об отношении между описаниями. Мы не обязаны воображать раннюю эпоху, когда исходные элементы уже ждали, а пространство ещё не собралось. Для рассказа о последовательных эпохах сначала требуется определить, какой переменной измеряется эта последовательность. Вопрос о возникновении времени поэтому труднее простой замены трёхмерной картинки многомерной.

Описание объёма на границе

Конкретный пример такого изменения языка предоставляет голографическая двойственность. В предложении Хуана Малдасены определённые квантовые теории поля связаны с теориями, содержащими гравитацию в пространстве анти-де Ситтера. Смысл двойственности — возможность переводить физические состояния и наблюдаемые между двумя описаниями. Одно использует объёмную геометрию и гравитацию, другое устроено как теория без динамической гравитации на границе меньшей размерности. [116]

«Граница» здесь — математическая часть заданной конструкции. Она не является стеклом, в которое можно упереться космическим кораблём, и не требует разместить всю систему внутри ещё одной комнаты. Слово «голография» указывает на соотношение описаний, но обычная оптическая голограмма остаётся лишь аналогией. В ней свет восстанавливает изображение предмета; в двойственности обсуждается соответствие полной физической динамики в определённой модели.

Чтобы почувствовать силу идеи, представим задачу с трудными квантовыми взаимодействиями. В одном языке она почти неподатлива, а в другом определённый режим соответствует относительно простой геометрии. Перевод позволяет вычислять недоступные прежде величины. Словарь двойственности указывает, какое состояние и какое измерение на одной стороне соответствуют состоянию и измерению на другой. Поэтому проверяется согласованность предсказаний, а вопрос о том, какой язык «настоящий», сам по себе нового опыта не задаёт.

Геометрия анти-де Ситтера существенна. Она обладает особыми асимптотическими свойствами и связана с отрицательной космологической постоянной. Наблюдаемая история нашей Вселенной включает расширение и позднее ускорение; её нельзя просто переименовать в исходную AdS-конструкцию. В исследовательском эссе 2025 года Тадаси Такаянаги прямо выделяет перенос голографии на реалистические космологические пространства и понимание возникновения времени как открытые задачи. Это ориентир программы, а не объявление завершённой модели нашего космоса. [117]

Перенос на космологию потребует определить исходные переменные, состояние и динамику, а затем восстановить расширение и наблюдаемые возмущения. Сходства геометрических образов для этого мало. Особенно существен следующий шаг: получить из одной конструкции несколько связанных предсказаний, чтобы её параметры нельзя было независимо перенастраивать под каждое наблюдение.

Геометрия в квантовых связях

Один из наиболее точных мостов между двумя языками связывает квантовую запутанность с геометрической площадью. Запутанное совместное состояние нельзя представить даже как статистическую смесь произведений состояний его частей. Если полное состояние чистое, энтропия выбранной части характеризует её запутанность с остальным. Для смешанного полного состояния та же энтропия включает и другие источники неопределённости. Рю и Такаянаги предложили вычислять энтропию области через площадь поверхности в гравитационном описании. В подходящей статической постановке ведущий результат имеет вид: [118]

$$S(A) = \frac{\mathrm{Area}(\gamma_A)}{4G_N}$$

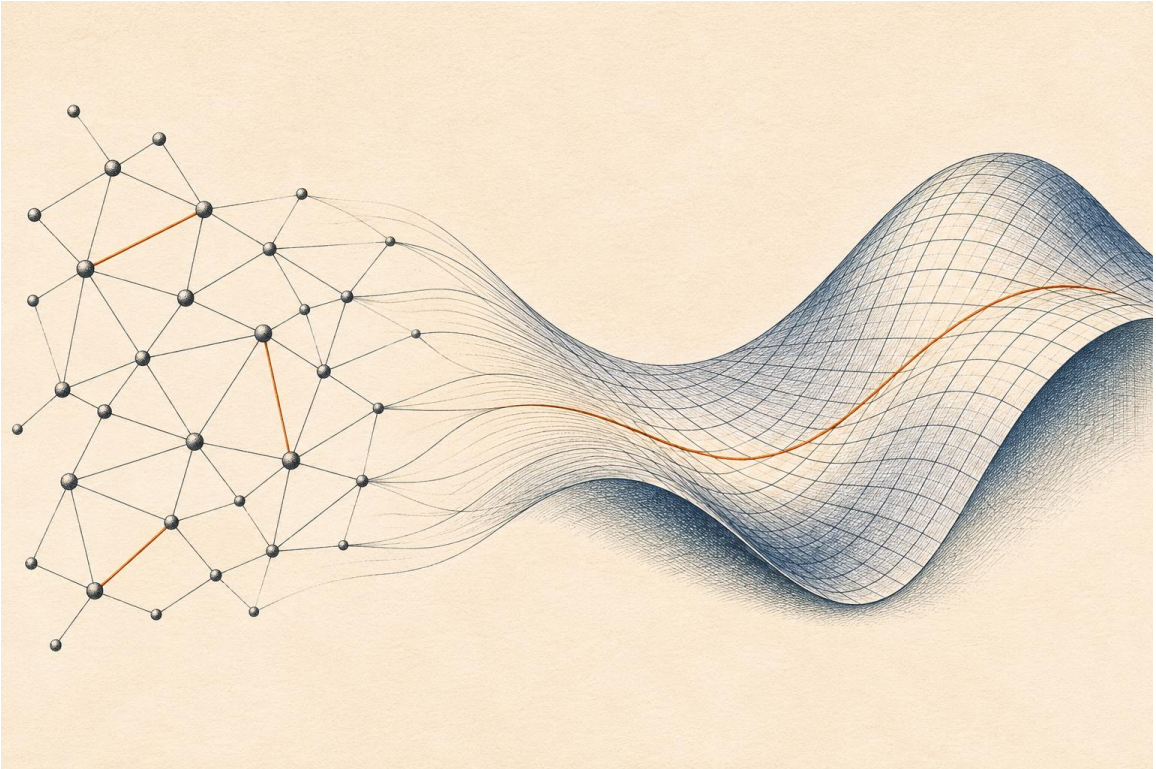
Здесь скорость света, постоянная Планка и постоянная Больцмана приняты равными единице. A — область граничной системы. Поверхность γ_A лежит в объёме, заканчивается на крае A и имеет минимальную площадь среди поверхностей, удовлетворяющих нужным граничным и топологическим условиям. G_N относится к гравитационному описанию объёма. Следовательно, в числителе стоит не площадь самой области A. Мы выбираем подсистему на одной стороне соответствия и ищем геометрический объект на другой. Квантовые поправки и нестационарные постановки требуют обобщения этой формулы.

Замечательна сама связь величин: характеристика квантового состояния становится геометрическим объектом. В работе Марка Ван Раамсдонка исследовано, как изменение запутанности между частями соответствующей системы связано с изменением связности объёмной геометрии. В рассматриваемых конструкциях ослабление определённых квантовых связей сопровождается разделением геометрических областей. Это аргумент в пользу возможности восстанавливать пространственные отношения из структуры состояния. [119]

Однако утверждение «больше запутанности — меньше расстояние» было бы слишком грубым универсальным правилом. Квантовые состояния обладают множеством различных корреляций; одна энтропия не задаёт всю геометрию и тем более всю динамику. Нужно знать, какие подсистемы выделены, каким операторам они соответствуют и для какого семейства состояний существует гладкое объёмное описание. Произвольная сеть связанных кубитов ещё не становится маленькой пространственной Вселенной.

Удобно представить реконструкцию карты по набору измерений. Несколько расстояний между городами могут допускать разные расположения; дополнительные измерения устраняют часть неоднозначностей. В голографической задаче роль исходных данных играют определённые квантовые характеристики, но проблема совместимости остаётся. Полученная геометрия должна объяснять сразу несколько наблюдаемых. Если для каждой корреляции приходится рисовать свою карту, единой физической реконструкции не получилось.

Программа восстановления пространства должна объяснить, почему определённые квантовые состояния допускают устойчивые расстояния, а другие могут вообще не иметь гладкого геометрического образа. Проверкой служит согласие разных способов восстановить одну геометрию. Это значительно более определённая задача, чем объявление любого квантового состояния «пространством из информации».



Гравюра 19. От квантовых связей к геометрическому описанию. В определённых голографических конструкциях квантовые характеристики состояния связаны с геометрическими величинами. Переход от сети связей к гладкой поверхности — художественная аналогия смены описания. Произвольная сеть кубитов не становится пространством автоматически: необходимы заданная динамика, словарь соответствия и согласие нескольких способов восстановить одну геометрию.

Испарение и энтропия подсистемы

Чёрная дыра связывает геометрию с квантовой информацией особенно жёстко. Полуклассический расчёт Хокинга предсказывает излучение квантовых полей на фоне чёрной дыры. Если поток уносит энергию, параметры геометрии должны изменяться. При этом термальность отдельного наблюдаемого потока ещё не определяет все корреляции полного состояния. Именно вопрос о таких корреляциях делает испарение проверкой согласованности квантового и геометрического описаний. [120]

Начнём с чисто квантового факта. Если замкнутая система находится в чистом состоянии и разделена на две части, их энтропии фон Неймана равны. Когда одна часть уменьшается, она не может хранить произвольно большую запутанность с другой: её возможности ограничены размерностью пространства состояний. Работа Дона Пейджа о типичных чистых состояниях даёт количественную основу соответствующей оценки. Это рассуждение о подсистемах; оно не задаёт само по себе динамику настоящей чёрной дыры. [121]

Нужно различать также два вида энтропии. Термодинамическая энтропия описывает множество микросостояний, совместимых с грубым описанием. Точная энтропия выбранной квантовой подсистемы зависит от её корреляций с остальным. Поэтому уменьшение второй не требует отрицательного производства тепла или нарушения обычного закона для выбранного макроскопического процесса. Прежде чем рисовать «кривую Пейджа», необходимо указать, какую систему выделили и какую энтропию вычисляют.

В голографическом подходе используется обобщённая энтропия: гравитационный вклад поверхности плюс энтропия квантовых полей по соответствующую сторону. Энгельхардт и Уолл предложили искать квантовую экстремальную поверхность, стационарную для этой суммы. Сначала находят допустимые экстремумы с нужными условиями гомологии; затем выбирают подходящий экстремум с наименьшей обобщённой энтропией. Это не минимизация по любым произвольно нарисованным поверхностям. [122]

Выберем определённую модель Алмхейри, Энгельхардт, Маролфа и Максфилда: двумерную гравитацию Джекива — Тейтельбойма с дилатоном, связанную с конформным полем в 1+1 измерениях. Начальная двухсторонняя чёрная дыра имеет две граничные квантовые системы L и R; вспомогательная негравитирующая ванна B сначала находится в основном состоянии. Включается связь R с B. Изучаем энтропию R относительно дополнения L∪B. Это существенно: она не равна по определению энтропии одной только ванны. [123]

Для принятой в этой работе нормировки дилатона кандидат X имеет обобщённую энтропию:

$$S_{\mathrm{gen}}(X) = \frac{\phi_0 + \phi(X)}{4G_2} + S_{\mathrm{CFT}}(\Sigma_{RX}), \qquad \delta_X S_{\mathrm{gen}} = 0.$$

Здесь используются единицы $\hbar$=c=kB=1. Область ΣRX проходит между X и соответствующей граничной точкой. Постоянная φ_0 задаёт топологический вклад. «Площадь» в этом двумерном описании представлена дилатоном; её нельзя читать как обычную площадь двумерной поверхности. В опубликованном расчёте переход между ветвями квантовых экстремальных поверхностей даёт рост, а позднее спад выбранной энтропии после начальных переходных процессов. Авторы отдельно подчёркивают: это не вывод всех нужных корреляций излучения и не полное решение информационной проблемы. [123]

Независимая работа Пенингтона также показала существенную роль смены квантовой экстремальной поверхности в описании испаряющейся чёрной дыры и восстановления информации. Сходство результатов поддерживает исследование этого геометрического инструмента. Однако геометрическая процедура и микроскопический механизм восстановления информации остаются разными уровнями описания; согласование между ними нужно проверять для заданной модели. [124]

Из определения подсистемы следует важное ограничение нашей иллюстрации. Нельзя заменить R на B посреди расчёта, сохранив прежнюю кривую по названию. При такой замене меняются редуцированная матрица плотности и задача о поверхности. Нельзя также требовать, чтобы показанная энтропия обязательно стремилась к нулю: исходные корреляции с левой системой и наличие остаточного сектора должны учитываться. Это проверяется по постановке, ещё до численного решения уравнений.

Для продолжения исследования предлагаем вполне конкретную вычислительную задачу. В выбранной JT-модели фиксируются температура исходного состояния, центральный заряд поля, параметры дилатона и протокол включения связи с ванной. Затем воспроизводятся решения для геометрии и поля, а в каждый момент времени независимо ищутся все допустимые стационарные точки Sgen. Программа должна сохранять и доминирующую, и недоминирующие ветви. Иначе поиск, начатый с одного приближения, может пропустить сам переход.

Следующий контроль — чувствительность к обрезанию и области применимости. Коротковолновые вклады в энтропию полей и гравитационные параметры должны быть согласованы в одной процедуре. Проверяется, что изменение вычислительного разрешения не двигает переход больше заявленной погрешности. Затем варьируется скорость включения связи: физический переход отделяется от краткого эффекта подготовки состояния. Для каждого графика сохраняется список предпосылок, при которых полуклассическое описание ещё надёжно.

Более сильная проверка потребует независимого микроскопического описания той же модели или контролируемого аналога. В нём энтропию выделенной подсистемы можно вычислять непосредственно по матрице плотности и сравнивать с геометрическим прогнозом. Совпадение одной нарисованной кривой недостаточно: нужны одинаковые начальные условия, взаимодействия и правило выделения подсистемы. Экспериментальная симуляция проверила бы эту конкретную связь описаний. Она сама по себе не превращает устройство в астрофизическую чёрную дыру.

Для космологии ценность такого проекта состоит в методе. Геометрическая граница, квантовая подсистема и доступная информация могут быть связаны точнее, чем подсказывает образ готовой комнаты. Но перенос результата на космологический горизонт требует заново определить состояние, границы и наблюдателя; внешняя ванна не появляется там автоматически. В этой книге приведена постановка следующей работы. Независимый расчёт кривой Пейджа или эксперимент по её измерению здесь не выполнен.

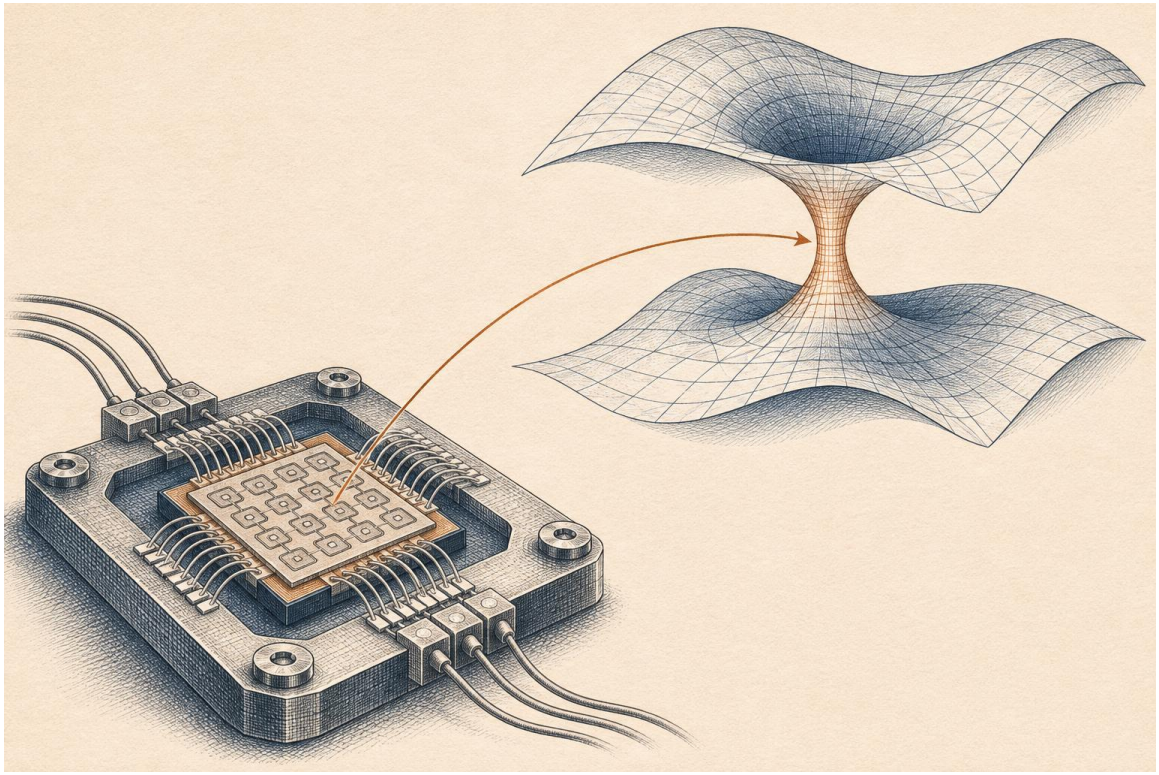
Червоточина в описании эксперимента

В 2022 году работа Джафферис и соавторов получила название «Динамика проходимой червоточины на квантовом процессоре». Эксперимент реализовал специально выбранную квантовую модель и исследовал передачу информации в протоколе, для которого предлагалась гравитационная интерпретация. На процессоре управляли квантовыми степенями свободы. Пространственный туннель между удалёнными участками лаборатории при этом не создавали. [125]

Различие существенно: вычисление потока жидкости на электронном устройстве не заставляет воду течь через транзисторы. Квантовая симуляция может воспроизводить трудную для классического вычисления динамику, но переход к её геометрической интерпретации всё равно требует словаря двойственности. Именно этот словарь определяет, что означает лабораторный результат в гравитационном описании.

В июле 2025 года Nature опубликовал критическую работу Кобрина, Шустера и Яо и ответ авторов эксперимента. Обсуждалось, какие признаки гравитационной динамики действительно сохраняются в небольшой специально подобранной модели и насколько они устойчивы при изменении проверяемых операторов. Для книги существенно само содержание разногласия: совпадение выбранного признака ещё не гарантирует воспроизведения всего физического механизма. [126] [127]

Симулятор позволяет контролировать состояние и взаимодействия, а затем менять то, что не использовалось при подборе модели. Здесь появляется содержательная проверка: сохранится ли связь между двумя описаниями для новых измерений? Успешная настройка выбранного процесса становится исходной точкой такого опыта.



Гравюра 20. Квантовый симулятор и геометрическая интерпретация. Квантовый процессор позволяет приготовить состояние, управлять взаимодействиями и измерить корреляции. Геометрическая картина относится к интерпретации динамики определённой модели. Прибор и его условное математическое представление показаны раздельно: эксперимент не создаёт пространственный тоннель в лаборатории. Проверку усиливают новые измерения, не использованные при настройке модели.

Как это проверить

Для возникающей геометрии следует начать с задачи, в которой обе стороны соответствия заданы явно. Нужен гамильтониан — оператор энергии, определяющий квантовую эволюцию, — способ приготовления состояния и правило перевода наблюдаемых. Связи результатов измерений в разных частях системы или в разные моменты описываются корреляционными функциями. Заранее фиксируют, какие из них использованы при подборе модели, а какие останутся проверочными. Так геометрический словарь получает возможность предсказать ещё не использованные данные.

Физической установкой может служить квантовый симулятор с воспроизводимыми операциями и считыванием корреляций. Малую систему сначала сверяют с прямым численным решением. Затем меняют число степеней свободы, взаимодействия и локальные возмущения, проверяя предсказанные времена отклика и корреляции. Если из измерений восстанавливают энтропию, ошибки этой реконструкции также входят в сравнение. Существенна зависимость от размера: закономерность нескольких кубитов может измениться прежде, чем появится режим гладкой геометрии. Поэтому нужен расчёт того, как проверочный эффект должен меняться при увеличении системы. В проверочный набор включают новые времена эволюции, а не только новые измерения в единственный подобранный момент.

Контрольные модели без принятой геометрической интерпретации должны воспроизводить признаки, использованные при настройке, а затем конкурировать на проверочных данных. Это

позволяет выяснить, насколько новый признак отличителен. Ошибки приготовления, считывания и управления включают в обе модели одинаковым способом. Независимая калибровка устройства помогает отделить потерю исследуемой динамики от потери чувствительности к её проявлению.

Положительный результат поддержит конкретное соответствие в проверенном режиме. Отрицательный укажет на ошибку выбранной реализации, реконструкции или предположения об устойчивости. В обоих случаях вывод относится к исследованной квантовой модели. Для утверждения об устройстве нашего космоса нужен отдельный физический мост.

Ближайший необходимый расчёт — предсказание проверочных корреляторов с ошибками, зависимостью от размера системы и заранее выбранными неголографическими конкурентами. Следующий, отдельный шаг к космологии требует вывести измеримый космический эффект из той же конструкции: например, определённую форму первичных корреляций с фиксированными связями параметров. Пока такой мост не построен, мы проверяем устройство модели. Этого достаточно для серьёзной физики, если её результат назван точно.

Глава 16

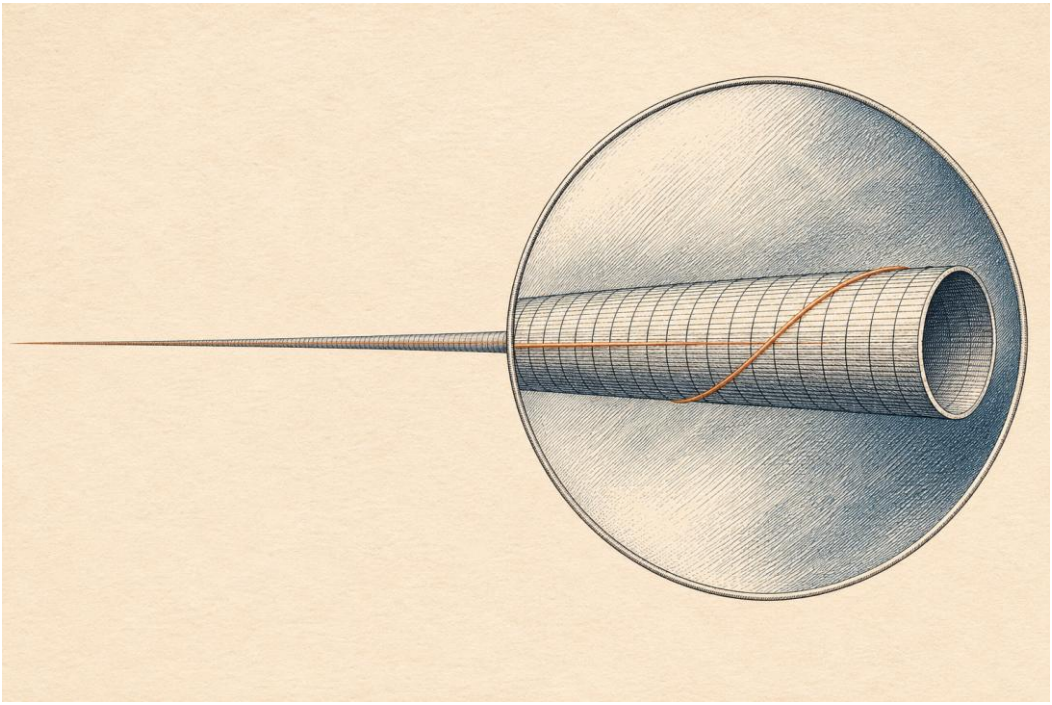
Дополнительные измерения

Дополнительное измерение трудно представить именно потому, что мы привычно пытаемся поместить его рядом с уже известными направлениями. Хочется повернуть голову и увидеть ещё одну сторону мира. Но физическая гипотеза может быть гораздо менее зрелищной. Новое направление способно обнаружиться как едва заметное изменение силы, определённая последовательность масс частиц или потеря энергии в звёздном ядре. Геометрия оставляет следы в динамике, даже если её невозможно непосредственно нарисовать.

После главы о возникающей геометрии важно сменить постановку: теперь речь пойдёт о дополнительных физических направлениях, а не о размерности пространства квантовых состояний. Мы выберем один простой пример и проследим его последствия от геометрии до лаборатории, ускорителя и звёздного ядра.

Куда делось ещё одно направление

Представим поверхность очень тонкого цилиндра. Для существа, способного различать его окружность, существуют два направления: вдоль цилиндра и вокруг него. Для наблюдателя, чьи измерения намного грубее радиуса, поверхность выглядит почти линией. Здесь не исчезло второе направление. Исчезла чувствительность к движению по нему. Это мысленный пример того, как число заметных пространственных направлений может зависеть от разрешения опыта.



Гравюра 21. Направление, скрытое разрешением. Тонкий цилиндр служит аналогией скрытого направления: при грубом разрешении различимо движение вдоль него, а при более подробном рассмотрении — ещё и вокруг. Рисунок поясняет зависимость доступного описания от масштаба измерения. Он не изображает доказанное устройство дополнительных измерений и не требует внешнего пространства для их существования.

Компактное измерение устроено по похожему математическому принципу: движение вдоль него способно вернуть в исходную точку. При этом цилиндрическая картинка не обязательна. Компактное пространство задаётся собственными расстояниями и отождествлениями; ему не требуется внешняя область, в которой можно было бы увидеть его изгиб. Большая энергия нужна не потому, что скрытая дверь заперта, а потому, что возбуждения вдоль малого направления имеют определённую энергетическую цену.

В сценарии Аркани-Хамеда, Димопулоса и Двали, обычно сокращаемом до ADD, привычные поля вещества локализованы на бране, а гравитационные степени свободы распространяются также в дополнительных направлениях. Брана здесь обозначает физическую структуру меньшей размерности, заданную моделью. Такое распределение полей было предложено для объяснения большого различия между наблюдаемой силой гравитации и масштабами других взаимодействий. [128]

Эта предпосылка отвечает и на очевидный вопрос: почему мы не ходим в дополнительные измерения? Если составляющие нас частицы локализованы, привычные тела не обладают произвольной свободой перемещения в полном пространстве модели. Но слово «локализованы» должно соответствовать механизму. Необходимо объяснить, как удерживаются поля, какие возбуждения допускаются и при каких энергиях приближение перестаёт работать. Само название браны такой работы не выполняет.

Возможны и другие конструкции, включая искривлённые дополнительные направления. Их нельзя смешивать в одном прогнозе. Спектр, связи частиц и изменение силы зависят от геометрии и граничных условий. Выбрав плоские компактные направления, мы принимаем конкретное обязательство перед данными. Переход к другой геометрии допустим, но вместе с ним нужно пересчитать наблюдаемые следствия.

Общий радиус и его следствия

Возьмём два дополнительных пространственных направления, каждое с периодом 2πR, и одинаковый радиус R. Они образуют квадратный двумерный тор. Вместе с тремя обычными пространственными направлениями и временем это шесть измерений пространства-времени. Тор здесь относится только к скрытой части геометрии; вопрос о замкнутости всего наблюдаемого трёхмерного пространства будет отдельной темой следующей главы.

Волна, бегущая по компактному направлению, должна согласоваться сама с собой после полного обхода. Поэтому разрешённые импульсы образуют дискретный набор. Энергия скрытого движения сохраняется, даже когда наблюдатель описывает лишь обычные координаты; для него она входит в энергию покоя частицы. Так возникают моды Калуцы–Клейна — состояния с разными четырёхмерными массами. Для исходно безмассового шестимерного поля и выбранного тора в единицах ħ=c=1:

$$m_{k_1,k_2}^2 = \frac{k_1^2 + k_2^2}{R^2}, \qquad k_1, k_2 \in \mathbb{Z}.$$

Нулевая мода соответствует отсутствию импульса в скрытых направлениях. Первые возбуждения имеют массы, связанные целочисленной решёткой. Уровни могут иметь одинаковую массу: движения в противоположные стороны и вдоль разных осей дают кратности. Уменьшая радиус, мы одновременно поднимаем весь спектр. Нельзя независимо выбрать

удобный радиус для лабораторной силы и другую массу первой моды для астрофизики, сохранив ту же модель.

Связь гравитационных масштабов возникает из того же сведения теории к обычным координатам. Интегрирование по двум скрытым направлениям даёт множитель, равный их общему объёму. Обозначим приведённую четырёхмерную планковскую массу через $\bar{M}_{Pl}$, а коэффициент шестимерного гравитационного действия зададим массой $\bar{M}_6$. Для этой главы определим также $M_D=\sqrt{(2\pi)}\bar{M}_6$. Тогда:

$$\bar{M}_{\mathrm{Pl}}^2 = (2\pi R)^2 \bar{M}_6^4 = R^2 M_D^4.$$

Такое определение M_D необходимо помнить при чтении чужих ограничений: разные статьи используют разные соглашения о множителях 2π и приведённой массе Планка. Физика не меняется, но число в тераэлектронвольтах меняется. Надёжнее сначала сравнивать радиус, массы состояний и величины связей, а затем переводить результат в выбранную нормировку. Именно эти параметры входят в измеряемые скорости процессов.

На больших по сравнению с R расстояниях преобладает обычная дальнодействующая гравитация. Массивные моды добавляют быстро ослабевающие вклады. Самый лёгкий уровень может выглядеть как юкавская поправка: экспоненциально ослабевающая добавка к ньютоновскому потенциалу с дальностью, обратно пропорциональной массе. Её сила связана с кратностью уровня и его взаимодействием с веществом. При приближении к масштабу R существенны следующие уровни. Полный профиль зависит также от спиновых и скалярных степеней свободы, поэтому одной свободно подобранной экспоненты для него обычно недостаточно.

Есть реальный образец такого измерения. В опыте Ли и соавторов стационарный торсионный детектор взаимодействовал с вращающимся аттрактором; расстояния между ними менялись от 52 микрометров до 3 миллиметров. Данные хорошо описывались ньютоновской гравитацией. Приведённый авторами предел 38,6 микрометра при доверии 95 процентов относится к дальности юкавского взаимодействия с гравитационной относительной силой. Он не является универсальным пределом любого компактного радиуса. [129]

Проверка условных десяти тераэлектронвольт

Подставим в нашу нормировку $M_D=10$ ТэВ и $\bar{M}_{Pl}=2{,}435\times10^{18}$ ГэВ. Получится $R\approx4{,}805$ микрометра. Энергия покоя самой лёгкой ненулевой моды, равная $\hbar c/R$, составит около 0,041 эВ. Различие масштабов огромно, но противоречия нет: десять тераэлектронвольт характеризуют коэффициент гравитационного взаимодействия в выбранной записи, а сотые доли электронвольта — шаг спектра, определяемый большим компактным радиусом.

Эта точка полезна как расчётный пример. Было бы ошибкой сразу назвать её разрешённой природой. На ускорителе рождение недетектируемых KK-состояний способно проявиться как недостающий поперечный импульс вместе с видимой струёй. Подобный поиск ATLAS не обнаружил значимого отклонения от ожидаемых фоновых процессов. Перевод результата в предел M_D зависит от числа дополнительных измерений и области применимости эффективного расчёта. [130]

Разные поиски испытывают разные варианты ADD. Например, опубликованный в 2026 году монофотонный анализ CMS рассматривал три — шесть дополнительных измерений. Его

результат нельзя непосредственно записать как новый предел для нашего двумерного скрытого тора: меняются спектральная плотность и предсказанные скорости процессов. [131]

Ещё более чувствительную проверку может дать звезда. Каждая отдельная KK-мода взаимодействует слабо, но горячему ядру доступны многие моды, и их вклады в уход энергии складываются. Если они покидают ядро, охлаждение меняется. Харди, Соколов и Стаббс пересчитали такие процессы, включив дополнительные каналы рождения KK-гравитонов. Для двух примерно равных тороидальных измерений их консервативная оценка по сверхновой SN 1987A требует масштаба первой KK-массы примерно не ниже 0,6 эВ. Предел зависит от свойств горячего вещества и условий ухода энергии. [132]

В тех же соглашениях это означает R примерно не больше 0,329 микрометра, а наш M_D — примерно не меньше 38,2 ТэВ. Эти два числа получены переводом исходной астрофизической оценки, а не новым анализом наблюдений. Следовательно, условная точка 10 ТэВ не проходит данный тест там, где применимы его предпосылки. Возможная будущая установка, способная измерять силу лишь на нескольких микронах, не получает автоматически новую свободную область поиска именно этой минимальной модели.

Другие ограничения используют захват KK-состояний и нагрев нейтронных звёзд продуктами их распада. Более сильные пределы здесь требуют дополнительных предположений о времени жизни и каналах распада. Для анализа Ханнестада и Раффельта существенна исправленная авторская версия. Изменение распадов способно ослабить этот канал, сохранив ограничение по охлаждению; оба процесса требуется пересчитать в одной модели. [133]

Почему радиус не обязан быть неподвижным

До сих пор R выглядел постоянной величиной, напечатанной в условии задачи. В полноценной многомерной теории размеры и форма компактной геометрии могут соответствовать динамическим полям — модулям. Тогда нужно объяснить, почему радиус удерживается около выбранного значения. Если соответствующее поле достаточно лёгкое и связано с обычным веществом, оно может создавать дополнительную силу. Стабилизация геометрии становится частью наблюдательной модели, а не техническим примечанием.

Поэтому к KK-спектру нужно добавить потенциал модулей, их массы и связи, историю возбуждения и космологическое влияние. Работы по стабилизации ADD и Dark Dimension предлагают конкретные конструкции, но вопросы скалярных сил, населённости модулей и контроля поправок остаются частью их проверки. Фраза «лишние скаляры подавлены» должна быть итогом расчёта, а не его заменой. [134]

Здесь появляется связь с главой 8. В направлении Dark Dimension малую тёмную энергию пытаются связать с башней лёгких состояний и одним сравнительно большим дополнительным измерением. Такая связь опирается на дополнительные теоретические гипотезы. Эволюционирующий радиус может связывать космологическую динамику с изменением масс тёмного сектора. Но один радиус и два равных радиуса — разные модели с разной плотностью доступных состояний. Наше численное ограничение для n=2 нельзя переносить на n=1. [135] [63]

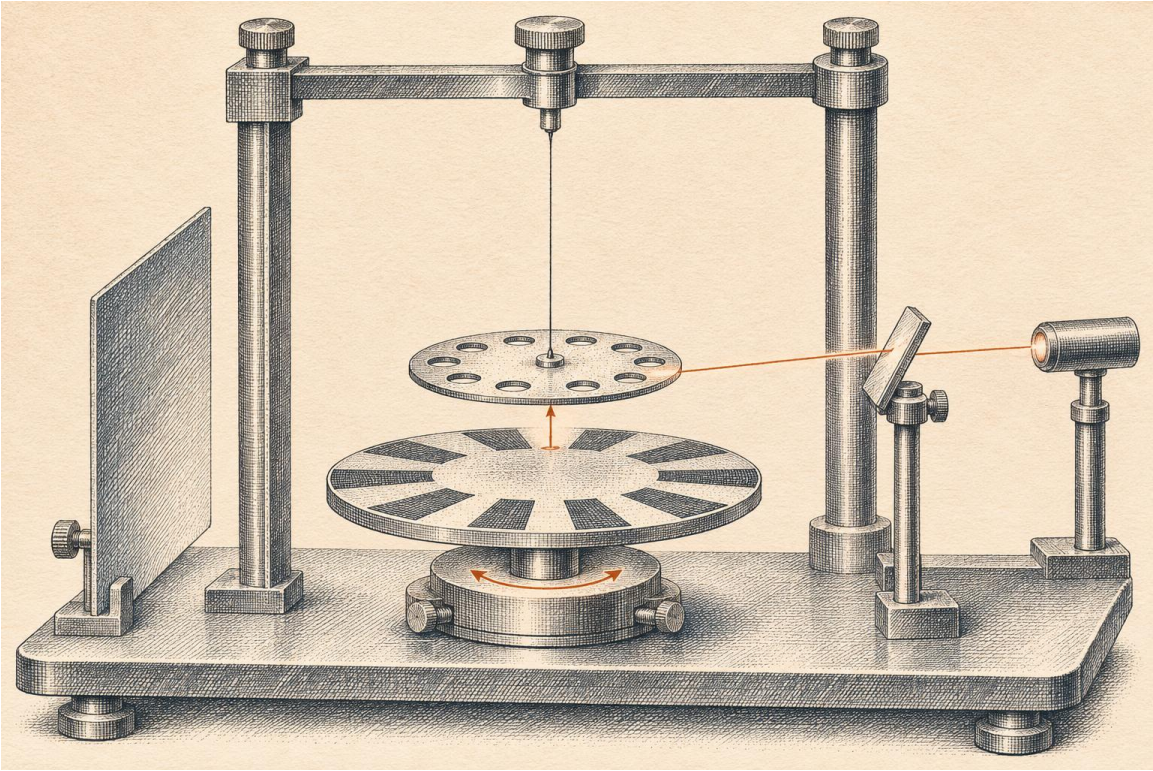
Сила такого подхода — в связности последствий. Один радиус задаёт спектр, тот участвует в лабораторной силе и в звёздном охлаждении. Независимое изменение спектра для каждого опыта уничтожило бы именно эту проверяемую связь.

Как это проверить

Проверяемый объект следует определить полностью: два равных компактных радиуса, локализация вещества, спектр КК-состояний, их связи и сектор стабилизации. Сначала вычисляется область параметров, совместимая с выбранными астрофизическими и ускорительными ограничениями. Для каждого ограничения отдельно записываются условия применимости. Так становится ясно, какую область лаборатория действительно может дополнительно исследовать, а какую уже нельзя представлять как свободную без изменения физической модели.

Лабораторный опыт использует торсионный либо микромеханический детектор и аттрактор известной формы. Расчёт взаимодействия интегрируют по реальным плотностям тел, учитывая толщину, отверстия, зазор и наклон. При вращении аттрактора его рисунок задаёт частоты изменения силы; сравнивать можно амплитуду и фазу соответствующего отклика. Затем учитывают механическую реакцию детектора. Так предсказание спектра превращается в конкретный сигнал прибора, который можно сопоставить между несколькими расстояниями и конфигурациями.

Главные конкуренты включают электрические неоднородности поверхностей, остаточные заряды, магнитные моменты и силы квантовых электромагнитных флуктуаций. Нужны независимое измерение зазора, смена материалов или покрытий, контроль экрана и повторение при разных рисунках аттрактора. Частота сигнала сама по себе не удостоверяет гравитацию: синхронная помеха тоже следует движению установки. Ньютоновскую модель, одно новое массивное поле и заданную КК-башню сравнивают через одинаковое описание аппаратуры.



Гравюра 22. Измерение силы на малом расстоянии. Условный образ торсионного измерения: подвешенный чувствительный элемент взаимодействует с близким аттрактором. Физический прогноз зависит от зазора, геометрии тел и свойств поверхностей. Иллюстрация показывает принцип лабораторного поиска короткодействующего вклада; конструкция не является чертежом установки, а её детали не задают достигнутой чувствительности или свидетельства дополнительных измерений.

Положительный сигнал с одной характерной длиной ещё не докажет дополнительные измерения: похожую силу может создавать обычное новое поле. Более сильной проверкой станет согласованная форма нескольких вкладов вместе с независимыми ограничениями на те же массы и связи. Даже она потребует сравнить другие спектральные объяснения. Нулевой результат исключит лишь область радиусов и связей, для которой опыт имел достаточную чувствительность. Он не установит, что пространство при любых масштабах трёхмерно.

Ближайший расчёт должен установить, различимы ли несколько KK-уровней и одна экспоненциальная поправка после усреднения по телам и учёта поверхности. Особенно важен минимальный зазор: при расстояниях значительно больше R короткодействующие вклады сильно подавлены. Если весь ещё разрешённый сигнал окажется ниже шума, это будет результатом о возможностях данной установки. Следующий шаг тогда состоит в изменении её чувствительности или в выборе другой явно заданной модели.

Глава 17

Может ли пространство замыкаться

Чтобы у пространства не было края, ему не обязательно продолжаться бесконечно. Это утверждение легко произнести и трудно удержать в воображении. Мы привыкли проверять конечность предмета, обходя его снаружи. Но вся геометрия пространства может быть задана внутренними расстояниями и правилами продолжения путей. Внешний обход тогда просто не входит в задачу.

В предыдущей главе замыкались скрытые дополнительные направления. Теперь вопрос относится к обычному трёхмерному пространству: как его участки соединены в целое? Можно знать геометрию маленьких треугольников и местные правила распространения света, но ещё не знать, способны ли достаточно длинные пути обойти всё пространство и вернуться к исходной области. Это и есть различие между местной геометрией и космической топологией.

Конечность без стены

Поверхность сферы служит знакомым примером конечной площади без края. Для существа, живущего только на поверхности, движение не заканчивается обрывом. Нам удобно видеть сферу со стороны, однако её внутреннюю геометрию можно определить без такого взгляда. В космологии аналогия относится к возможности конечности, а не к буквальному утверждению, что наша Вселенная является двумерной оболочкой внутри большего шара.

Есть пример, который ещё сильнее сопротивляется привычной картинке. Представим плоский квадрат с отождествлёнными противоположными сторонами. Дойдя до правого края рисунка, путь продолжается с левого; верх соединён с низом. Сам рисунок имеет границу, но описываемое им пространство границы не имеет. Линии по краям — разрез, который мы сделали для удобства карты. Внутри модели там нет ни стены, ни шва, ни особого физического события.

Трёхмерный вариант получается из кубической области с попарно отождествлёнными противоположными гранями. Это трёхмерный тор. Во всех достаточно малых окрестностях он имеет обычную евклидову геометрию. Существуют направления, движение по которым возвращает в исходную точку, хотя произвольная прямая не обязана точно замыкаться. Видимый на бумаге куб не является космическим контейнером: его противоположные стороны обозначают одни и те же места.

Так отделяются кривизна и топология. Кривизна описывает местные геометрические отношения. Топология определяет глобальное соединение областей и возможные классы путей. Нулевая пространственная кривизна совместима и с бесконечным евклидовым пространством, и с компактным тором. Поэтому результат «наблюдаемая геометрия близка к плоской» сам по себе не означает «Вселенная бесконечна». Измерение одного свойства не следует превращать в ответ на другой вопрос.

Расширение также не противоречит компактности. Если координатный размер фундаментальной области обозначен L, её физический размер в простой однородной модели меняется как aL. Общий объём растёт, хотя никакие стенки не раздвигаются во внешнюю пустоту. Все малые измерительные линейки подчиняются той же локальной геометрии, что и в соответ-

ствующей некомпактной модели. Отличие проявляется в достаточно длинных путях и глобальных свойствах полей.

Замкнутый пространственный путь не является путешествием в прошлое. Свету требуется время, чтобы его пройти, а космос за это время изменяется. Более того, сам факт компактности не гарантирует, что свет успел обойти пространство за доступную историю. Размер, расширение и возраст наблюдаемой стадии определяют, могут ли глобальные соединения оставить доступный нам след.

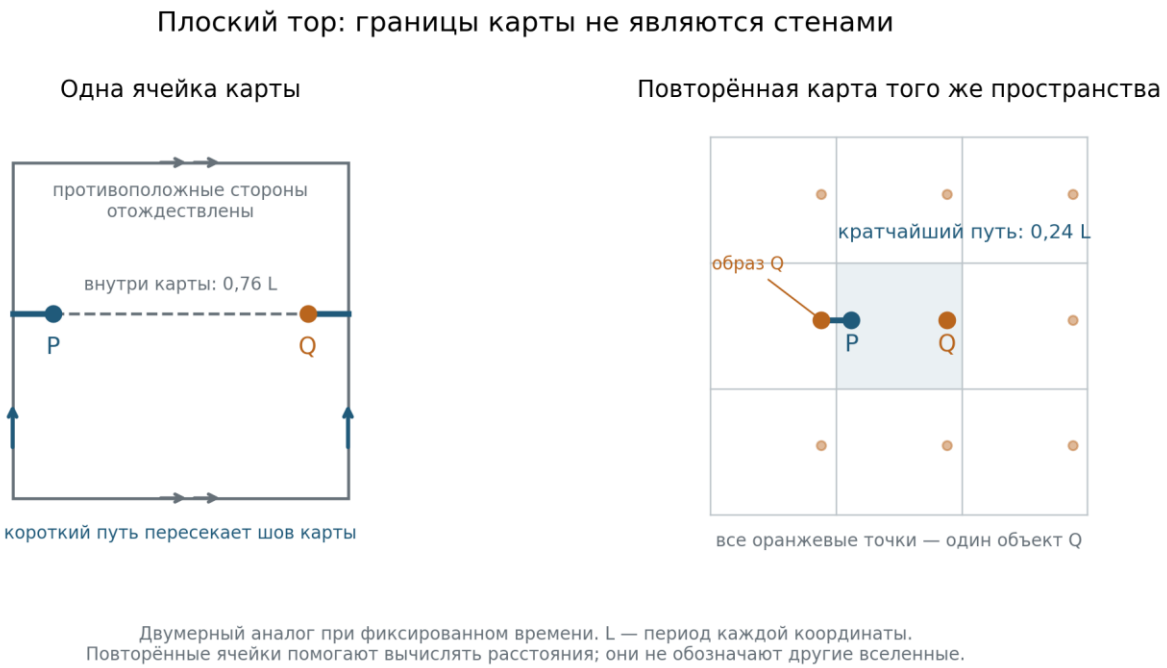


Рисунок 6. Двумерный плоский тор как аналог компактного пространства: противоположные стороны квадратной карты отождествлены. Повторённая карта показывает образы одного объекта, а не новые физические объекты. Для выбранных точек кратчайший путь равен 0,24L и пересекает координатный шов. Схема не изображает поверхность, вложенную во внешнее пространство.

Один источник в нескольких направлениях

Если свет от одного объекта проходит к нам разными топологическими путями, объект способен появиться в нескольких направлениях. Это похоже на множество изображений, но не требует зеркал. В математическом описании удобно размножить фундаментальную область и рисовать прямые лучи через её копии. Копии служат расчётным приёмом: они не являются дополнительными физическими галактиками или независимыми вселенными.

У такого поиска есть трудность. Разные пути обычно означают разные времена испускания. Одна галактика может предстать в разных стадиях развития, под другим ракурсом и с другой наблюдаемой яркостью. Поэтому поиск одинаковых фотографий неба — слабый вариант идеи. Необходимо моделировать эволюцию источников, отбор каталога и геометрию световых путей. Отсутствие очевидных двойников не позволяет немедленно отказаться от компактного пространства.



Гравюра 23. Два портрета одного источника. В компактном пространстве разные световые пути могут дать несколько изображений одного источника. Разная длительность пути позволяет видеть его на разных стадиях эволюции и с различающихся направлений. Два галактических портрета здесь условны: это пояснение трудности поиска, а не найденная пара топологических изображений и не доказательство замкнутости космоса.

Более строгую возможность даёт реликтовое излучение. В идеализированной картине мы видим сферическую поверхность последнего рассеяния. Если в пространстве с отождествлениями эта поверхность пересекается со своей топологической копией, пересечение образует окружность. Одни и те же ранние области тогда наблюдаются вдоль двух окружностей на нашем небе. Корниш, Спергел и Старкман предложили использовать такие согласованные рисунки для поиска космической топологии. [136]

В простом плоском случае две сферы одинакового сопутствующего радиуса χ_{rec} пересекаются, если расстояние между их центрами меньше $2\chi_{rec}$. Это условие связывает размер пространства с возможностью наблюдения окружностей. Однако свет от общей ранней области приходит разными путями. Проекция скорости вещества на луч зрения, позднее изменение гравитационных потенциалов и конечная толщина слоя последнего рассеяния изменяют рисунки. Поэтому тест ищет предсказанное статистическое согласие, а не требует равенства каждого температурного пикселя.

Анализ Planck по данным 2015 года не обнаружил искомого сигнала компактной топологии в рассмотренных тороидальных и слоевых моделях. Для кубического тора поляризационный поиск совпадающих окружностей дал нижнюю границу радиуса вписанной в фундаментальную область сферы: больше 0,97 расстояния до последнего рассеяния при доверии 99 процентов. Это ограничение определённой геометрии и метода. Оно не означает, что размер всей Вселенной измерен или её бесконечность установлена. [2]

От повторений к разрешённым волнам

Повторяющиеся изображения — не единственный след. Глобальная геометрия меняет набор колебаний, допустимых для физических полей. Струна с закреплёнными концами допускает определённые стоячие волны; периодическое пространство тоже предъявляет условия согласованности. Аналогия касается спектра, а не материала: космическому пространству не требуется быть упругой струной или иметь механические стенки.

Для кубического тора со стороной L разрешённые волновые векторы имеют вид, следующий из периодичности. Это тот же принцип согласования волны после обхода, который дал KK-спектр в главе 16; теперь он ограничивает космологические возмущения в трёх больших направлениях:

$$\mathbf{k_n} = \frac{2\pi}{L}\,\mathbf{n}, \qquad \mathbf{n} \in \mathbb{Z}^3.$$

В бесконечном плоском пространстве направления и длины волн образуют непрерывный набор. Здесь появляется решётка. Её ориентация относительно нашего неба влияет на статистические связи наблюдаемых узоров. При большом L расстояние между разрешёнными волновыми векторами уменьшается, и в доступном диапазоне тор постепенно приближается к обычному непрерывному описанию. Поэтому очень большая компактная Вселенная может быть практически неотличима от бесконечной.

Для реликтового излучения информацию следует искать не только в средней мощности колебаний данного углового размера. Небесную карту раскладывают по сферическим гармоникам — стандартным узорам на сфере. Индекс ℓ задаёт угловой масштаб, а m различает узоры с одним ℓ; их коэффициенты описывают вклад каждого узора в карту. Топология может связывать коэффициенты, которые в исходной статистически изотропной модели не коррелируют. Сохранение только усреднённой по m мощности теряет эти связи и вместе с ними часть геометрической информации. [137]

Работы сотрудничества COMPACT показали на конкретных примерах, что отсутствие совпадающих температурных окружностей оставляет возможности для поиска топологии по межмодовым корреляциям. Это расширяет набор проверок, но не превращает любое крупное необычное пятно в доказательство конечного пространства. Нужно вычислить целый корреляционный рисунок выбранного многообразия и проверить его совместимость с наблюдаемым небом. [138]

В более общих пространствах отождествления включают повороты и другие преобразования. Возникают дополнительные параметры, иногда становится важным положение наблюдателя. Поэтому вычисленный рисунок корреляций принадлежит конкретному многообразию. Кубический тор удобен прозрачностью построения, но его пределы не охватывают все топологии.

Поляризация как проверка карты

Поляризация описывает упорядоченность направлений электрических колебаний излучения. В реликтовом свете она возникает при рассеянии на электронах, когда приходящее излучение имеет определённую угловую неоднородность. Её рисунок разделяют на E- и B-компоненты с разными правилами преобразования при зеркальном отражении. Температура и

поляризация связаны общими ранними возмущениями, но по-разному зависят от их эволюции. Поэтому поляризация может проверить геометрию, подобранную по температуре. [139]

Предлагаемая здесь постановка начинается с температурной карты. По ней оценивают допустимые размеры и ориентации тора. Но для каждой такой геометрии нужно учесть и сам измеренный температурный рисунок: из-за связи T и E он уже предсказывает часть поляризации. Новая проверка относится к условному распределению E при этой температурной карте. Недостаточно просто взять геометрию из температурного анализа и сгенерировать для неё совершенно новое, не связанное с наблюдаемой температурой небо.

Для каждой фиксированной геометрии при гауссовом описании условный прогноз задают ожидаемый поляризационный рисунок и ковариация остатка — величины его разброса и связей между компонентами. Затем прогнозы объединяют по всему допустимому распределению размеров и ориентаций, а не только для наиболее удачной геометрии. Полученная смесь распределений может уже не быть гауссовой. Поляризация добавляет информацию в этом совместном расчёте; считать её полностью независимым небом означало бы неверно оценить силу проверки.

Исследование COMPACT 2025 года построило корреляционные матрицы также для тензорных возмущений в рассматриваемых евклидовых топологиях. Его оценки различимости включают анализ чисто тензорного сигнала. Для реального неба требуется добавить скалярные возмущения, шум и излучение переднего плана. Найденные поляризационные связи относятся к выбранным многообразиям и не обязаны сохраняться у кубического тора. [140]

Остаётся космическая дисперсия: мы наблюдаем одну реализацию раннего случайного поля, причём на самых больших угловых масштабах доступных мод мало. Поляризация расширяет набор данных, но не предоставляет бесконечного числа независимых миров. Даже после устранения инструментального шума точность вывода о статистической модели остаётся ограниченной. [7]

Как это проверить

Объектом первой проверки станет кубический трёхмерный тор с размером L, ориентацией и заданной моделью первичных возмущений. Используются температурные и поляризационные карты. Для линейных гауссовых возмущений строят совместную теоретическую ковариацию: связи температуры с температурой, поляризации с поляризацией и температуры с поляризацией. В пределе очень большого L расчёт должен воспроизводить исходную некомпактную плоскую модель. Этот предел проверяет и физическое построение, и программу.

На синтетические карты накладывают разрешение прибора, реальные маски, шум и частотные компоненты переднего плана. Удаление полосы неба само связывает гармоники, поэтому все конкуренты должны проходить через одинаковую процедуру наблюдения и обработки. Разделения по частотам и времени помогают выявить инструментальные эффекты. Общие ошибки очистки температуры и поляризации включают в совместную ковариацию: согласованная помеха иначе может выглядеть успешным предсказанием геометрии.

По температуре оценивают распределение геометрических параметров, затем проверяют условный прогноз E-поляризации. Такой же условный прогноз строят для каждого конкурента: некомпактной модели, допустимой первичной анизотропии, ошибок калибровки или физического вращения поляризации. Само наличие корреляции T и E ожидается и без топологии;

преимущество тора должно состоять в правильном предсказании её конкретной структуры и остаточного разброса. Дополнительно учитывают совпадающие окружности, если выбранный размер делает их доступными. Параметры конкурентов, которые температура не ограничивает, интегрируют по заранее заданным априорным распределениям или независимым внешним ограничениям.

Перебор многих размеров и ориентаций находит случайно удачные варианты. Значимость поэтому оценивают повторением всего поиска на контрольных симуляциях, включая этап поляризационной проверки. Нулевой результат ограничит область L и ориентаций с обнаружимым эффектом, сохранив возможность намного большего компактного пространства. В пользу тора будет говорить успешное предсказание поляризации, не использованной при выборе геометрии, при сравнении с альтернативами на тех же данных.

Ближайшая работа — карта чувствительности этого совместного анализа. Она должна показать, где различаются предсказания тора и его конкурентов, а где различие теряется из-за космической дисперсии или неопределённости геометрии. Именно такой расчёт превращает допустимость конечного пространства без края в проверяемый вопрос о его устройстве.

Глава 18

Другие вселенные

Выражение «другая вселенная» производит впечатление ещё до того, как мы объяснили, что считаем одной вселенной. Если этим словом названа вся физическая реальность, у неё по определению нет второго экземпляра снаружи. Если речь об области с общей космологической историей, похожие области могут быть частью более широкой модели. Спор о существовании иногда начинается с неоговорённого изменения масштаба слов.

В этой главе нам потребуется точность. Мы рассмотрим механизмы, способные породить множество космологических областей, трудности вычисления их вероятностей и возможные следы взаимодействия. Ценность идеи будет зависеть от того, какие обязательства она принимает перед наблюдениями. Само увеличение числа ненаблюдаемых миров ещё ничего не объясняет.

Разные задачи под общим названием

Самая умеренная возможность — продолжение нашего пространства за область, из которой успел прийти свет. В таком случае речь может идти о других галактиках и областях вещества в том же пространстве-времени, с той же низкоэнергетической физикой. Горизонт ограничивает доступ к данным, а не обязательно обрывает устройство мира. Это продолжение модели; оно не требует ни дополнительных измерений, ни иных квантовых законов.

Топологические повторения из предыдущей главы устроены иначе. Несколько изображений могут соответствовать одному физическому источнику. Расчётные копии фундаментальной области помогают проследить лучи, но не умножают существующие объекты. Назвав их параллельными вселенными, мы превратили бы способ рисования карты в новое физическое содержание, которого в модели нет.

Космологическая мультивселенная вечной инфляции предполагает области, где раннее ускоренное расширение заканчивается по-разному или в разное время. Их называют карманными вселенными; в сценариях распада вакуума возникают пузыри. Это части космологической конструкции с заданными полями и динамикой переходов. Не каждая карманная область обязана иметь устройство пузыря с отдельной стенкой.

Другая задача относится к квантовой теории. Формулировка относительных состояний Эверетта использует универсальную квантовую эволюцию без отдельного постулата коллапса. В современных изложениях обсуждаются декогерировавшие ветви состояния с согласованными записями разных исходов. Декогеренция означает, что взаимодействие с окружением распределяет по нему информацию об альтернативах, подавляя интерференцию, доступную при наблюдении одной подсистемы. Так объясняется устойчивость записей, хотя сама эта динамика ещё не выбирает интерпретацию квантовой механики. Ветви определяются через структуру квантового состояния, а пузыри — через космологическую динамику полей. Связь между этими конструкциями потребовала бы отдельной теории. [141] [142]

Различение определяет и проверку. Если две интерпретации используют одинаковые правила вычисления вероятностей, эксперимент с этими вероятностями не разделит их. Изменение самих правил, например введение физического коллапса, уже задаёт другую проверяемую

динамику. Наблюдение интерференции не удостоверяет столкновение космических пузырей, а топологический повтор не выбирает квантовую интерпретацию. Поэтому дальше мы будем говорить именно о механизме рождения космологических областей.

Как пространство сохраняет инфляцию

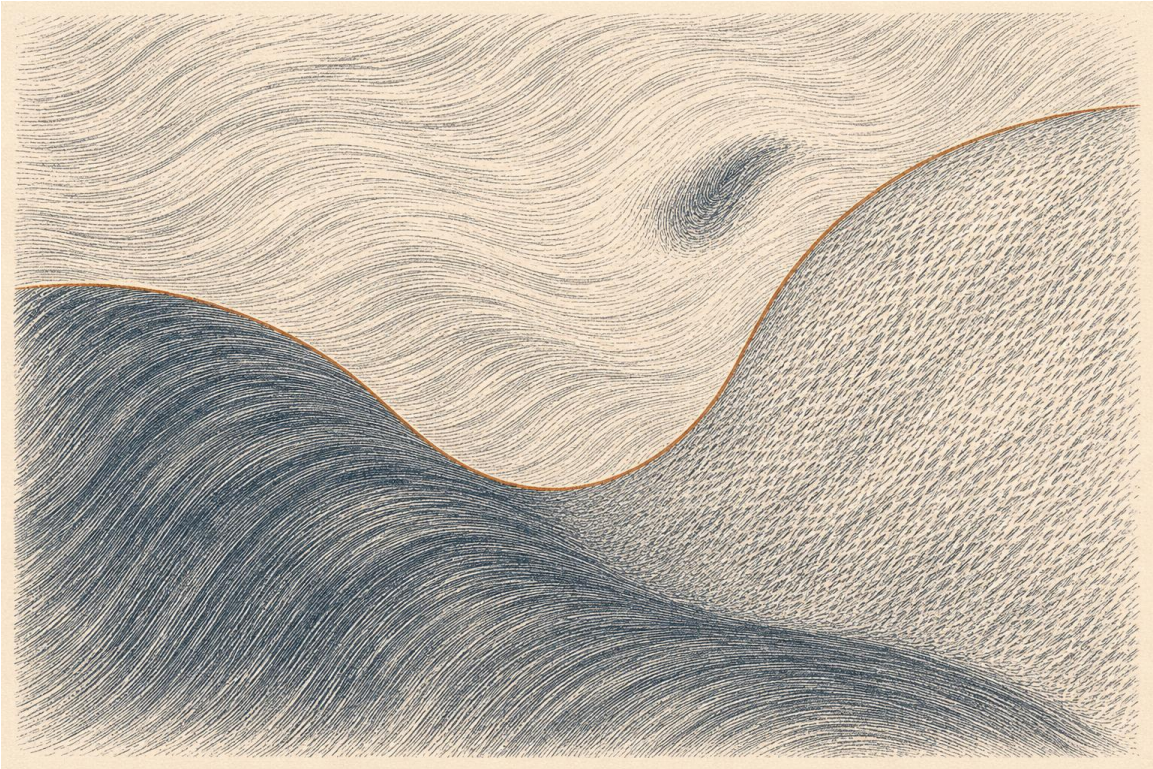
В главе 11 инфляция рассматривалась как возможная ранняя стадия, создающая условия для последующей горячей истории. Для нашего участка она должна завершиться. Но локальное завершение не обязательно означает прекращение процесса во всём пространстве модели. Одни области могут переходить к обычной эволюции, пока в других инфляционный режим сохраняется и создаёт новый физический объём.

В сценариях стохастического самовоспроизведения классическое движение инфляционного поля конкурирует с квантовыми флуктуациями. За характерное время расширения в одних областях поле продвигается к завершению инфляции, а в других его изменение задерживает этот выход. Если размножение продолжающих расширяться областей достаточно эффективно, их общий объём может расти, хотя многие отдельные траектории уже покидают инфляционный режим. Линде исследовал такой механизм в работе 1986 года. [143]

Наличие квантовых флуктуаций само по себе ещё не гарантирует вечную инфляцию. Нужны подходящая форма потенциала, режим применимости описания и соотношение динамических масштабов. Наблюдения того участка потенциала, который мог сформировать доступные нам возмущения, не обязаны определять его далёкую область. Продолжение поля туда, где предполагается самовоспроизведение, является дополнительным физическим утверждением.

Другой механизм использует метастабильный, или ложный, вакуум: состояние способно долго сохраняться, но имеет канал распада. Переход происходит через зарождение областей нового состояния, пока оставшийся фон продолжает расширяться. Если расширение достаточно быстро по сравнению с уходом объёма в пузыри, переход может не завершиться глобально. Здесь конкурируют рождение пузырей и увеличение объёма ложного вакуума; в стохастическом сценарии — дрейф поля и флуктуации. [144]

Слово «пузырь» здесь не требует обычного газа и внешнего воздуха. Оно описывает область другого состояния полей и границу перехода. Если теория допускает несколько вакуумов, разные области могут иметь различающиеся эффективные свойства. Однако множество математически допустимых вакуумов ещё не доказывает, что все они населены: динамика должна объяснить, какие переходы возможны, с какими скоростями и из какого исходного состояния.



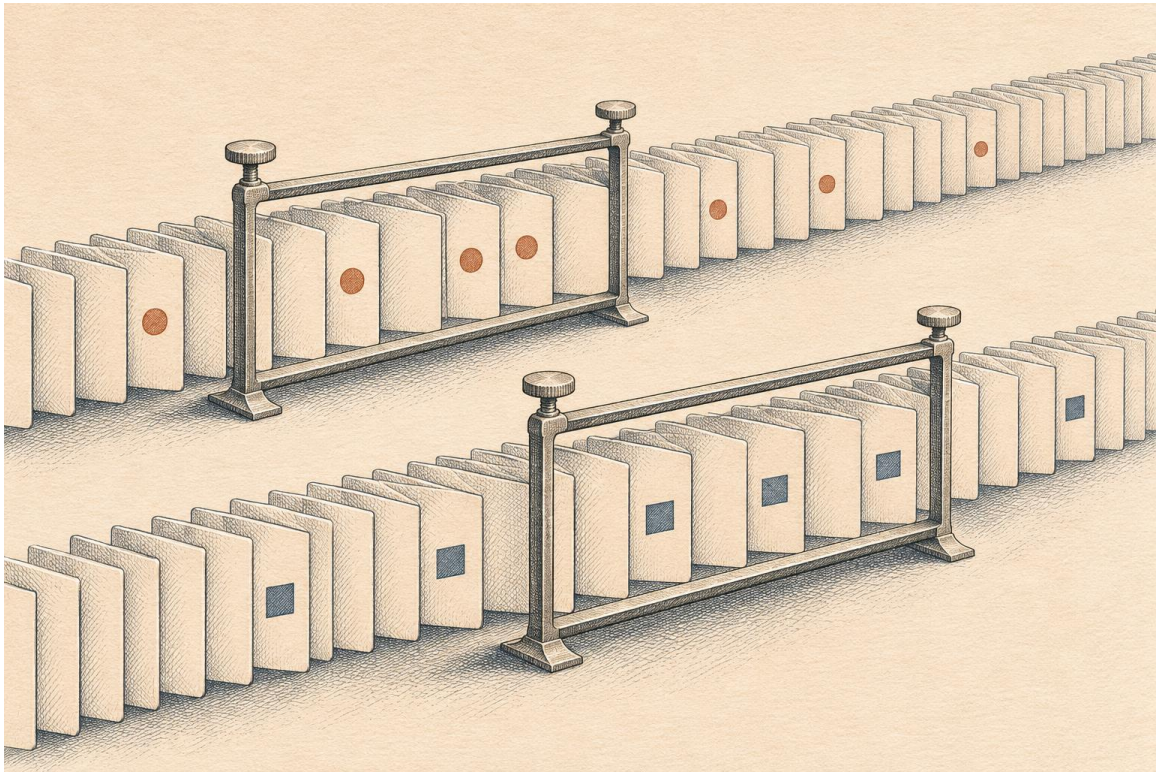
Гравюра 24. Области разных состояний поля. В пузырьковом сценарии речь идёт об областях разных состояний полей и границах перехода. На гравюре они различаются фактурой, а не отделены внешним воздухом. Это образ гипотетической динамики: существование нескольких допустимых состояний ещё не устанавливает, какие из них возникли и с какой вероятностью.

Наконец, вечность в будущем не решает вопрос о прошлом. Теорема Борде—Гута—Виленкина устанавливает прошлую неполноту определённых геодезических при своих предпосылках о среднем расширении. Она не доказывает возникновение всего из абсолютного ничто. Поэтому самовоспроизводящаяся инфляционная модель может требовать отдельного описания прошлой границы, даже если внутри неё производство новых областей не прекращается. [102]

Как считать бесконечное

Предположим, теория порождает бесконечно много областей двух типов. Какова вероятность первого типа? Сначала нужно определить, что образует выборку: сами области, равные физические объёмы или события определённого рода. Затем требуется правило их сравнения. В конечной выборке мы считаем частоты; в бесконечном ансамбле отношение двух бесконечностей ещё не задаёт вероятности.

Простой математический пример показывает проблему. Пусть имеются бесконечные пронумерованные коллекции красных и синих карточек. Если расширять выборку, каждый раз беря первые n карточек каждого цвета, доля красных равна половине. Если брать первые 2n красных и первые n синих, она равна двум третям. В обоих случаях любая конкретная карточка когда-нибудь будет включена. Различается порядок исчерпания бесконечной совокупности.



Гравюра 25. Порядок счёта бесконечного. Две уходящие вдаль коллекции карточек напоминают, что бесконечное множество не задаёт способ его подсчёта. Разные правила расширения конечной выборки способны давать разные доли даже при включении каждой карточки со временем. Иллюстрация передаёт смысл аналогии; она не задаёт численных вероятностей космологических областей и не решает проблему меры.

Космологическая проблема меры сложнее этого примера. Можно обрезать пространство-время временной поверхностью, следовать выбранным траекториям или вводить другое взвешивание. В растущем ансамбле выбор правила меняет частоты. Например, событие с большой задержкой регистрации может остаться за отсечением, хотя его начало уже учтено. Гут и Ванчурин исследовали такую зависимость на конкретных глобальных отсечениях. Прежде чем вычислять типичность нашего наблюдения, необходимо выбрать физическое правило подсчёта. [145]

Мера должна согласовываться с динамикой и вероятностными требованиями, давать определённые результаты и выдерживать проверки. Подбор правила, которое делает уже известный результат типичным, не завершает объяснение. Новый выбор меры меняет предсказательную конструкцию и нуждается в самостоятельном обосновании.

Есть и эффект отбора наблюдений. Данные получают при определённых физических условиях; распределение зарегистрированных событий может отличаться от распределения всех событий модели. Такой отбор следует учитывать, как учитывают чувствительность телескопа при подсчёте галактик. Однако условие отбора не заменяет исходного распределения. Чтобы оценить, насколько наш результат ожидаем, нужны и способ рождения областей, и правило их взвешивания, и явно заданное условие включения в рассматриваемую выборку.

Утверждение «где-нибудь реализуется всё» обходит эту работу. Даже бесконечный ансамбль может содержать только ограниченный класс состояний: бесконечная последовательность чётных чисел не содержит нечётных. А наличие нашего состояния среди допустимых

ещё не сообщает его вероятность. Объяснительная сила появляется тогда, когда модель ограничивает распределение исходов и тем самым рискует оказаться несовместимой с данными.

Может ли другой пузырь оставить след

Недоступность большинства областей не исключает доступности отдельных следов. В некоторых пузырьковых сценариях столкновение может повлиять на участок, из которого позже возникла наша наблюдаемая область. Тогда расчёт должен связать динамику столкновения с первичными возмущениями, а их — с температурой и поляризацией реликтового излучения. Проверяется конкретная цепочка физических процессов.

Ожидаемый рисунок зависит от потенциала, геометрии столкновения и последующей эволюции. При подходящих условиях он имеет характерную угловую область и связанную структуру температурного и поляризационного отклика. Но округлое пятно само по себе не является отличительным признаком. Случайное первичное поле, поздние гравитационные эффекты и загрязнение карты способны создавать визуально необычные области без другого космологического пузыря.

Исторический пример содержательной проверки — анализ Фини и соавторов по семилетним данным WMAP. Авторы построили процедуру отбора кандидатов и сравнения моделей, учитывающую поиск по всему небу. Полученные результаты не требовали добавления пузырьковых столкновений к исходной космологии. Это пример ограничения конкретных шаблонов и параметров, а не наблюдательное опровержение любой вечной инфляции. [146]

Последующая работа 2015 года связала численные модели столкновения с температурными и поляризационными функциями переноса. Такие функции переводят первоначальный пространственный профиль возмущений в наблюдаемый рисунок неба с учётом его эволюции и проекции. Выигрыш измерений ограничивается также космической дисперсией, а вывод фундаментальных параметров зависит от принятой космологии. Численные прогнозы той статьи требуют нового расчёта перед применением к другой установке. [147]

Здесь разделяются два результата. По данным можно ограничить параметры заранее заданного наблюдаемого шаблона. Чтобы превратить это в вывод о космологическом механизме, нужно знать, как часто и с какими параметрами он порождает такие следы. Даже убедительное столкновение удостоверяло бы прежде всего событие в нашей доступной причинной истории. Бесконечное продолжение ансамбля оставалось бы отдельным выводом о глобальной динамике.

Как это проверить

Рабочая программа начинается с одной модели пузырькового перехода: потенциала, начального состояния, параметров столкновения и последующей инфляционной истории. Из них вычисляют возмущения и наблюдаемые температурные и поляризационные профили. Пространственное и временное разрешение численного расчёта повышают, пока форма шаблона не станет устойчивой в нужной точности. Затем проверяют, какие связи двух каналов сохраняются при допустимом изменении параметров. Только такие связи могут стать предсказанием для нового измерения.

Основными данными станут многоканальные карты реликтового излучения. Измеряются амплитуда, угловой размер и пространственный профиль предполагаемого сигнала вместе с предсказанным поляризационным откликом. Сравнение проводится с обычной космологической реализацией, возможными первичными особенностями другого происхождения, поздними структурами и моделями переднего плана. Космологические параметры и калибровочные неопределённости варьируются согласованно: фиксированный удобный фон может искусственно усилить предпочтение нового эффекта. Для кандидата частотные карты приводят к одной угловой чувствительности: различия разрешения не должны имитировать изменение формы пятна. Маску и способ очистки фиксируют до оценки значимости.

В симуляции добавляют искусственные сигналы известной силы и измеряют полноту обнаружения и частоту ложных тревог для всего алгоритма. Перебор положений, размеров и семейств шаблонов входит в эту оценку. Поляризацию проверяют условно по уже известной температурной карте, как в главе 17. Это использует общую физику двух каналов без повторного счёта одной информации. Космическая дисперсия сохраняется и при улучшении прибора.

Отсутствие обязательного обнаружимого сигнала исключает соответствующую область параметров. Но если видимые столкновения редки или их следы оказались вне доступных масштабов, отсутствие кандидатов слабо ограничивает глобальную модель. Положительный результат должен сохраняться при изменениях маски, частоты наблюдения и способа обработки, а альтернативы должны сравниваться по полному профилю, включая поляризацию.

Ближайший расчёт — вероятность обнаружения как функция параметров конкретного столкновения. Её затем объединяют с предсказанными частотой событий и распределением амплитуд. Если этот второй шаг зависит от неустановленной меры, следует отдельно представить условную чувствительность к наблюдаемым шаблонам и результаты для выбранных мер. Тогда ограничение, действительно полученное из неба, не теряется внутри неопределённости глобального ансамбля.

Глава 19

Когда гравитация становится квантовой

Гравитация действует на камень, атом и квантовую систему. Но из этого ещё не следует, что все они позволяют одинаково хорошо исследовать её природу. Падение атома проверяет действие тяжести на квантовую материю. Более требовательный вопрос возникает, когда сама масса находится в суперпозиции разных положений: какое гравитационное воздействие она создаёт и что происходит с другой квантовой системой рядом с ней? Здесь привычная формула силы встречается с необходимостью описывать несколько возможных расположений источника одновременно.

Квантовый вопрос в слабом поле

Для этой встречи не обязательно начинать с центра чёрной дыры. Квантовые свойства взаимодействия могут проявляться и в слабом поле, если система достаточно хорошо изолирована, а наблюдаемая величина чувствительна к квантовым корреляциям. Слабость гравитации тогда становится главным экспериментальным препятствием: её воздействие приходится накапливать, сохраняя состояние, которое гораздо более сильные электрические и магнитные силы способны разрушить или изменить.

Утверждение, что квантовая теория гравитации совершенно неизвестна, слишком грубо. Общую теорию относительности можно использовать как квантовую эффективную теорию при достаточно низких энергиях. В таком описании отделяют эффекты, определяемые известными степенями свободы, от неизвестной физики чрезвычайно малых масштабов. Джон Донохью показал, как извлекать ведущие дальнодействующие квантовые поправки, не располагая окончательным ответом о микроскопическом устройстве пространства. Это контролируемая область расчёта, а не завершённая теория для любых энергий. [148]

Отсюда следуют разные экспериментальные цели: проверить создание запутанности, найти поправку к силе или испытать изменение квантовой эволюции. Эти задачи чувствительны к разным свойствам теории. Даже обнаруженная гравитационная запутанность не разделит те варианты квантовой гравитации, которые имеют одинаковый доступный низкоэнергетический предел.

В главе 16 мы искали изменение закона силы. Здесь вопрос иной: может ли само ведущее ньютоновское взаимодействие квантово действовать на две массы? Запутанность способна возникнуть уже из обычной энергии взаимного притяжения, когда положения обоих источников описаны квантово. Для этого не требуется предварительно измерить малую квантовую поправку к потенциалу. Существенно действие известного взаимодействия на совместное состояние.

Две массы и четыре пути

Представим две небольшие массы, каждую в суперпозиции двух хорошо различимых положений L и R. Для пары возникают четыре сочетания: LL, LR, RL и RR. Расстояния, а значит и энергии притяжения в них могут различаться. За время ожидания сочетания получают раз-

ные квантовые фазы. Относительная фаза определяет, как альтернативы усиливают или подавляют друг друга при последующем интерференционном считывании.

В предложении Сугато Бозе и соавторов пространственные ветви связаны со спиновыми состояниями, которые помогают подготовить движение и затем прочитать результат. После сведения пространственных ветвей измеряют корреляции спинов. При подходящей последовательности операций они несут сведения о запутанности, возникшей во время взаимодействия масс. Работа описывает экспериментальное предложение; из неё нельзя заключать, что такая гравитационная запутанность уже была наблюдена. [149]

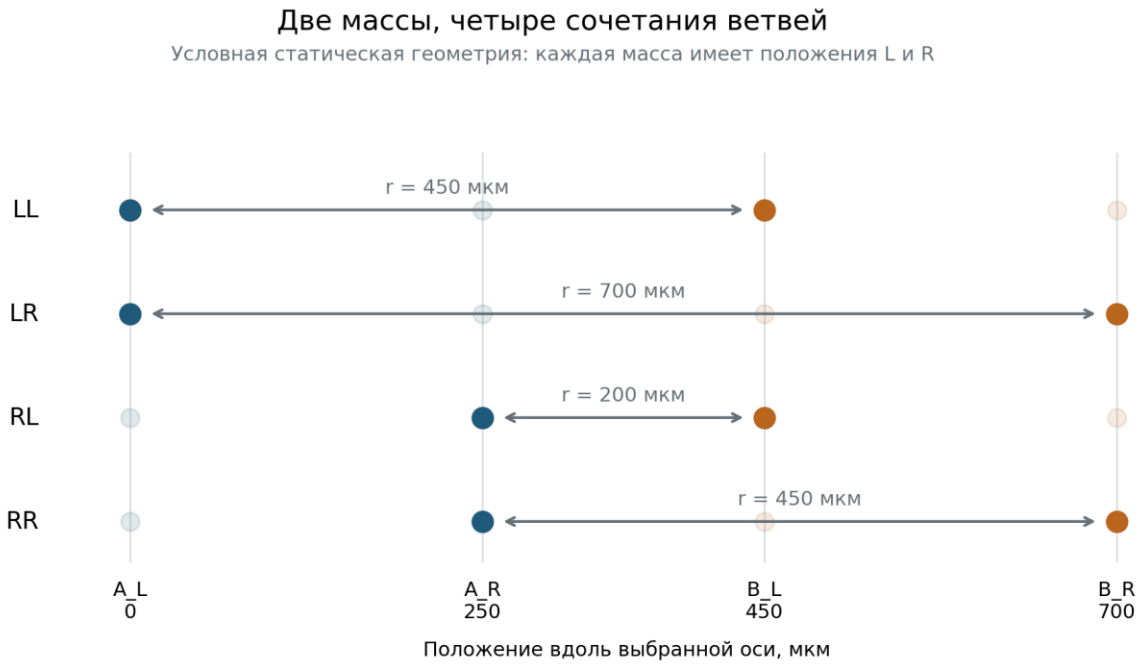


Рисунок 7. Четыре сочетания пространственных ветвей двух масс в условной статической геометрии расчётного примера. Положения показаны в микрометрах; расстояния составляют 450, 700, 200 и 450 мкм. Это компоненты совместного квантового состояния, а не четыре опыта с одновременно локализованными частицами. Подготовка, сведение ветвей и шум на схеме не изображены.

Не всякая разность фаз создаёт запутанность. Если фазу каждой ветви можно представить как сумму отдельного воздействия на первую массу и отдельного воздействия на вторую, исходно независимые состояния останутся независимыми. Запутывающая часть описывает зависимость воздействия на одну массу от положения другой. Её выделяет комбинация четырёх энергий, в которой независимые локальные вклады сокращаются. При постоянных расстояниях:

$$H_{\mathrm{int}} = \hbar g Z_A Z_B, \qquad g = \frac{E_{LL} + E_{RR} - E_{LR} - E_{RL}}{4\hbar}, \qquad E_{ij} = -\frac{G m_A m_B}{r_{ij}}.$$

H_{int} — оператор энергии взаимодействия, а Z присваивает двум ветвям значения плюс и минус единица. Локальные члены уже вынесены из записи: они меняют отдельные фазы, но сами не запутывают массы. Параметр g измеряется в обратных секундах и задаёт скорость накопления запутывающего действия. Приближение предполагает узкие пакеты и известные

расстояния. Для реальных траекторий эту комбинацию энергий нужно интегрировать во времени, включая разделение и сведение ветвей.

Возьмём условный расчётный пример: обе массы равны 10^{-14} килограмма; расстояния для LL и RR составляют 450 микрометров, для LR — 700, для RL — 200 микрометров. Получается абсолютное значение g около 0,0314 $с^{-1}$. В идеальной модели без шума первый максимум запутанности достигается примерно за 25 секунд. Эти числа показывают масштаб задачи, но не свидетельствуют о достигнутой возможности удерживать именно такие суперпозиции столько времени.

Статическая запись потенциала также не означает, что физический сигнал передаётся мгновенно. Это низкоэнергетическое приближение для медленно меняющихся конфигураций, в котором часть полевых переменных уже исключена из описания. Когда вопрос касается роли посредника и причинности, нужно восстановить условия этого приближения. Нельзя сначала заменить полевую динамику непосредственным взаимодействием двух масс, а затем считать отсутствие поля в сокращённой формуле доказательством его физической ненужности. Для интерпретации опыта важны и точность эффективного расчёта, и теория, из которой он получен.

Обычной согласованности показаний недостаточно: общая вибрация тоже создаёт корреляции. Свидетель запутанности — комбинация измерений, которая для любой допустимой смеси произведений состояний остаётся в определённом диапазоне. Выход за его границу удостоверяет запутанность. Чтобы увидеть квантовые фазы, нужны измерения спинов по разным направлениям. Одни частоты положений LL, LR, RL и RR не решают задачу: в идеальном фазовом взаимодействии они могут оставаться неизменными, пока состояние становится запутанным.

Что удостоверяет запутанность

Почему такой результат говорит о посреднике? Локальные операции над каждой массой и передача классических результатов превращают смесь произведений состояний снова в такую смесь. Они могут создать обычные корреляции, но не запутанность. Если гравитационное посредничество полностью сводится к этому каналу, запутать исходно незапутанные массы оно не сможет. Обнаруженная запутанность поэтому исключает именно данный класс посредников при выполненных предпосылках.

Для вывода требуется исключить запутанность, внесённую подготовкой, общим квантовым элементом установки или остаточным электромагнитным взаимодействием. Нужно также обосновать выделение подсистем и смысл локальности. Локальная операция в таком аргументе действует на одну из выбранных подсистем. Это более конкретное математическое требование, чем общий запрет передачи сигналов быстрее света; одного запрета сверхсветовой связи для теоремы о посреднике недостаточно.

Это различие стало предметом подробного спора. Андреа Ди Бьяджо показывает, что вывод о квантовой природе гравитационного поля не является независимым от выбора теоретического описания: информационная локальность, необходимая некоторым аргументам о посреднике, может отличаться от пространственно-временной локальности. Поэтому обнаруженный эффект следует сопоставлять с количественными предсказаниями конкретных альтернатив, а не только с общей этикеткой «классическая гравитация». [150]

Тяньфэн Фэн, Влатко Ведрал и Кьяра Марлетто, в свою очередь, защищают вывод свидетеля при явно принятом условии локального посредничества. Они показывают, почему рассматриваемые альтернативы с коллапсом состояния не опровергают этот аргумент, когда используют нелокальное взаимодействие в соответствующем смысле. Разногласие нельзя разрешить выбором более уверенной формулировки. Нужно установить, какие предпосылки разделяют сравниваемые модели и какие измерения различают их предсказания. [151]

Есть и тонкость в самом выделении независимых подсистем. В калибровочных теориях физическое описание объекта связано с окружающим полем; в гравитации это называют, среди прочего, гравитационным одеванием. Николя Буль и Гильерме Францман обсуждают, как такие связи осложняют разложение полного состояния на независимые множители. Их оценки дают пренебрежимо малые поправки для рассматриваемых экспериментальных режимов. Значит, здесь важно количественно проверить приближение подсистем, а не отвергать опыт одним названием проблемы. [152]

Практическая цель — сравнить классы динамики по фазам, потере когерентности и запутанности. Отдельный эксперимент может устранить конкретную классическую модель взаимодействия, даже если несколько остальных описаний дают одинаковые доступные результаты.

Фаза и потеря когерентности

Запутывающему действию противостоит потеря когерентности — устойчивости относительных фаз, от которых зависит интерференция. Матрица плотности ρ описывает совместное квантовое состояние, включая статистическую неопределённость и связи между альтернативами. Для первого расчёта примем независимый локальный шум без памяти, то есть без существенного влияния прежних взаимодействий со средой на текущую скорость изменения состояния:

$$\dot{\rho} = -ig[Z_A Z_B, \rho] + \sum_{i=A,B} \gamma_i (Z_i \rho Z_i - \rho), \qquad \gamma_i = \gamma_{\mathrm{env},i} + \eta|g|, \quad \eta \geq 0.$$

Первый член справа накапливает фазу взаимодействия, а сумма описывает дефазировку. В выбранной нормировке когерентность одной свободной системы затухает со скоростью 2γ. Часть γ_{env} приписана обычной среде; добавка η|g| — проверяемое предположение о шуме, связанном с силой взаимодействия, с безразмерным коэффициентом η. Это семейство моделей для исследования чувствительности. Коррелированный шум или среда с памятью потребовали бы иного уравнения.

Для исходного произведения равных суперпозиций двух ветвей эта модель даёт простое условие появления запутанности в начальном приближении по времени:

$$g^2 > \gamma_A \gamma_B.$$

Порог относится к данному уравнению, начальным состояниям и начальному этапу эволюции; универсальной границей квантовой и классической гравитации он не является. Он показывает конкуренцию накопления запутывающей фазы и разрушения когерентности. Поэтому увеличение времени ожидания улучшает результат только в подходящем диапазоне шума.

При одном фиксированном g неопределённость шума среды допускает несколько разложений полной дефазировки на обычный и дополнительный вклады. Неотрицательность обычных скоростей может дать консервативную верхнюю границу для η, но не определяет его однозначно. Изменение расстояний не устранит эту неопределённость, если для каждой конфигурации разрешить собственную произвольную поправку среды. Чтобы выделить η, нужна независимая калибровка или общая физическая модель помех, одновременно применимая ко всем сериям.

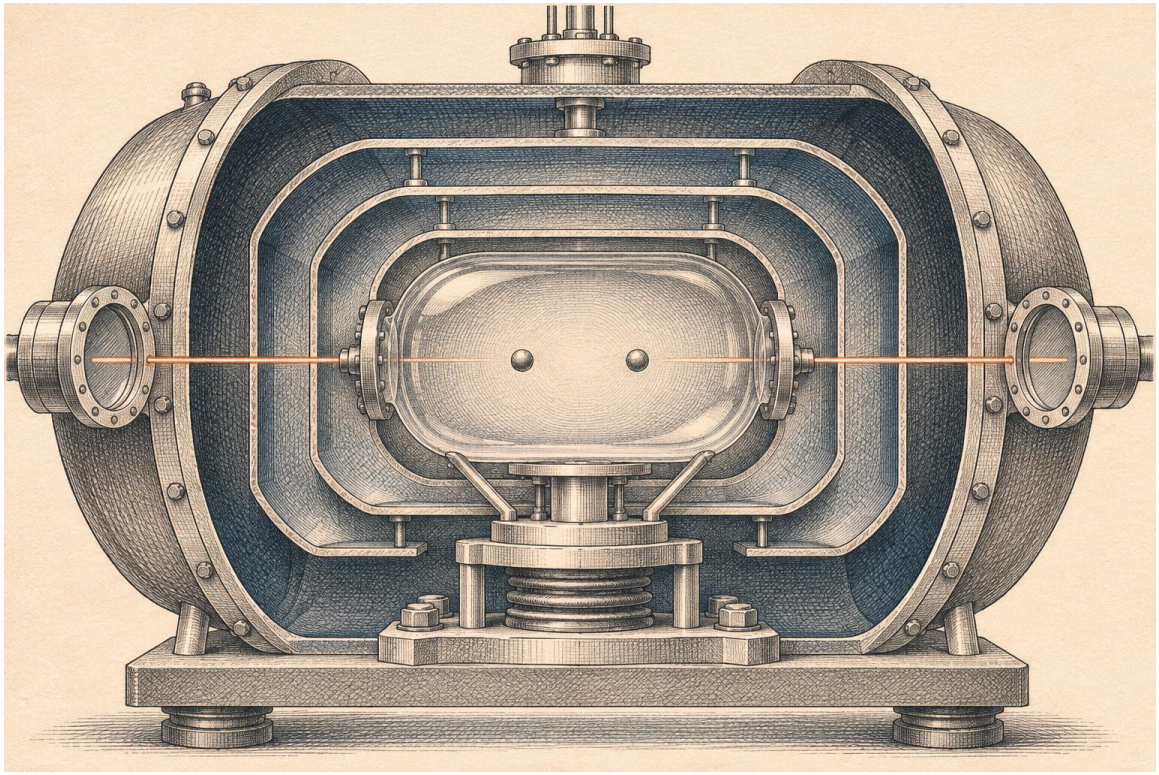
Существует и содержательная классическая альтернатива: непрерывно измерять положение одной системы и передавать результат другой через обратную связь. Кафри, Тейлор и Милберн построили модель такого канала для механических резонаторов. В рассмотренной конструкции взаимодействие сопровождается шумом и не создаёт запутанность. Но её нельзя получить из нашего уравнения одним переименованием η: переход к пространственным ветвям конкретного интерферометра требует отдельного вывода. [153]

Остаточное электромагнитное взаимодействие опасно иначе. Оно может создавать настоящую запутанность и нуждаться не в добавочном шумовом параметре, а в отдельном когерентном члене динамики. Поэтому обнаружить запутанность и установить гравитационное происхождение обнаруженной запутанности — две последовательные экспериментальные задачи.

Как это проверить

В опыте сопоставляют несколько геометрий и времён взаимодействия двух масс. После сведения ветвей измеряют индивидуальную когерентность и спиновые корреляции по заранее выбранным направлениям. Калибруют также локальные фазы: они не создают запутанность, но поворачивают корреляции относительно осей считывания. Свидетель оценивают с ошибками подготовки и измерения, одновременно проверяя зависимость накопленной фазы от масс, расстояний и длительности. Это проверка совместного состояния, а не одного изменения видимости интерференции.

Нужны контрольные последовательности с похожими импульсами и условиями среды, но подавленной запутывающей комбинацией гравитационных фаз. По реальным траекториям вычисляют и сигнал, и сохранённую чувствительность контроля к помехам. Отдельно измеряют заряд частиц, неоднородности электрических полей поверхностей, магнитные градиенты, вибрации, остаточный газ и тепловое излучение. Экран, если он применяется, входит в модель вместе со своим движением, силами и шумом. Одного изменения расстояния для установления происхождения взаимодействия недостаточно.



Гравюра 26. Сохранить квантовое состояние. Концептуальная установка подчёркивает задачу изоляции двух малых масс и контроля среды. При проверке гравитационной запутанности существенны остаточный газ, тепло, вибрации и электромагнитные взаимодействия. Гравюра не изображает выполненное обнаружение: реальный опыт требует отдельной подготовки состояния, сведения ветвей и измерения корреляций при количественно проверенной модели помех.

Сравнивают когерентный ньютоновский потенциал с откалиброванной средой, тот же потенциал с общей добавкой η, выведенный для установки канал измерения и обратной связи, а также остаточное электромагнитное взаимодействие. Каждая модель должна одновременно описывать фазу, видимость и спиновые корреляции. Параметры помех связывают общей физической зависимостью между сериями; отдельная свободная настройка под каждый опыт сделала бы η неопределимым.

Статистически значимый выход свидетеля за границу незапутанных состояний подтвердит запутанность при принятой модели считывания. Установление её гравитационного происхождения позволит исключить сопоставленные модели, неспособные создать такой эффект. Более сильный вывод о неклассическом посреднике дополнительно требует условия локального посредничества. Нулевой результат может означать и недостаточную фазу, и разрушение когерентности, и слабую чувствительность свидетеля; сам по себе он не удостоверит классическое поле.

Ближайший расчёт — вывести выбранную альтернативную динамику для реальных траекторий и проверить весь анализ на искусственных данных с известными параметрами и независимо оценёнными помехами. Он должен установить нужное число повторений и частоту ложного приписывания обычного шума параметру η. После этого ограничение дополнительной дефазировки будет иметь определённый физический смысл, а спор о посреднике — сравнимые экспериментальные следствия.

V Открытое будущее

Глава 20

Несколько будущих одной Вселенной

Восстанавливая прошлое по свету далёких объектов, мы постепенно получаем историю расширения. Возникает естественное желание продолжить найденную кривую вперёд. Будет ли пространство расширяться бесконечно? Сохранится ли ускорение? Какие области смогут когда-нибудь обменяться сигналами? Математически продолжить график легко. Физически для этого требуется знать, какой закон определяет ещё не пройденную часть истории.

В прогнозе будущего соединяются наблюдения и предположение о продолжении модели. Иногда это предположение хорошо обосновано и даёт устойчивые следствия. Иногда несколько допустимых продолжений одинаково описывают доступное прошлое. Различие можно сделать строгим: построить две обычные классические модели, совпадающие в определённом прошлом описании, но имеющие различную будущую причинную структуру. Такой пример покажет, какую именно информацию нельзя извлечь из одной истории расширения.

Какие предпосылки определяют судьбу

Пространственной кривизны недостаточно, чтобы установить судьбу Вселенной. Связь между геометрией и будущим зависит от состава энергии и её давления. При подходящих свойствах тёмной энергии пространственно замкнутая модель может расширяться неограниченно, а незамкнутая — перейти к сжатию. Краусс и Тёрнер подчёркивали эту зависимость после возвращения космологической постоянной в наблюдательную космологию. Геометрия сообщает важную часть устройства мира, но дальнейшее движение требует закона динамики. [154]

Если положительная космологическая постоянная сохраняется и в конце концов доминирует, расширение приближается к экспоненциальному. Если плотность ускоряющего компонента начинает достаточно быстро убывать, ускорение может закончиться. В других моделях возможен возврат к сжатию. Существуют также сценарии Большого разрыва: при сохраняющемся постоянном отношении давления к плотности меньше минус единицы в соответствующей модели общей теории относительности плотность и масштабный фактор расходятся за конечное собственное время. Это условное следствие заданного продолжения, а не установленный финал наблюдаемой Вселенной. [155]

Наблюдательные оценки уравнения состояния относятся к доступным эпохам. Комбинации ВАО, реликтового излучения и сверхновых проверяют историю расстояний и расширения в рамках выбранных моделей. Даже убедительное обнаружение эволюции тёмной энергии не определило бы все её будущие свойства. Значение имеет тот диапазон, где данные действительно ограничивают динамику. [8]

Удобные параметризации тоже имеют область назначения. Например, описание уравнения состояния несколькими коэффициентами помогает сравнивать недавнюю историю расширения. Но продолжение такой формулы на сколь угодно большие будущие масштабы становится новым предположением. Функция, хорошо описывающая наблюдаемый интервал, может ве-

сти себя за ним совершенно иначе, чем физическое поле, для приближённого описания которого её использовали. [156]

В главе об ускорении мы уже встретили подобную трудность: колоколообразное отклонение уравнения состояния давало допустимую траекторию на позднем наблюдаемом интервале, но его бесконечное продолжение приводило к неограниченной кривизне потенциала — его второй производной по полю — у конечного значения поля. Этот пример проверял пригодность конкретной экстраполяции. Теперь требуется больший контроль: обе будущие модели должны иметь гладкие потенциалы на всём пройденном диапазоне, а различие их горизонтов нужно вывести из асимптотики. Тогда неопределённость прогноза нельзя объяснить математическим дефектом одной из моделей.

Зависимость горизонта от будущего

Горизонт частиц ограничивает область, откуда сигналы могли успеть прийти к нам за принятую историю Вселенной. Горизонт событий отвечает другому вопросу: какие сигналы смогут прийти когда-либо. Для пространственно плоской модели с бесконечным собственным будущим соответствующее сопутствующее расстояние определяется интегралом:

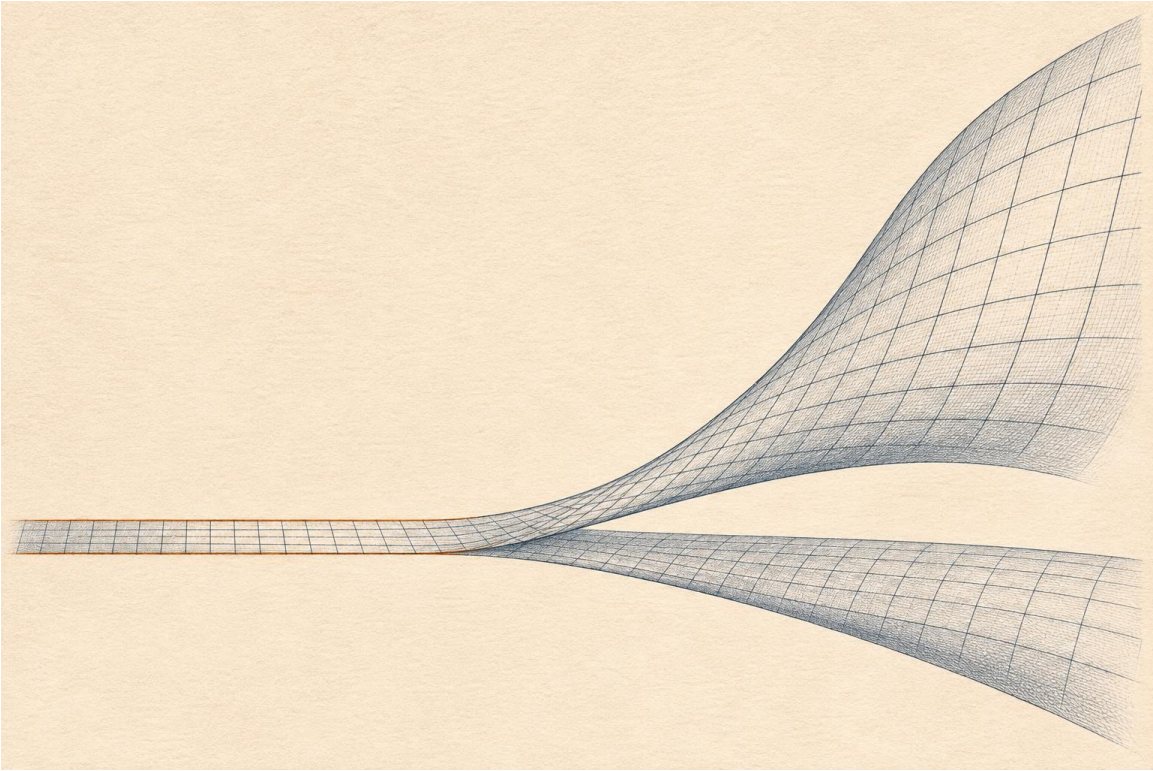
$$\chi_{\mathrm{e}}(t) = c \int_t^{\infty} \frac{dt'}{a(t')}.$$

Скорость света обозначена c, а a — масштабный фактор. Если интеграл конечен, существует предел сопутствующего расстояния, которое сможет пройти отправленный в данный момент свет. Если он расходится, такого предела в рассматриваемой неограниченной плоской геометрии нет. Речь идёт о причинной доступности событий. Даже при отсутствии будущего горизонта бесконечное пространство не становится целиком наблюдаемым за конечное время.

При экспоненциальном расширении знаменатель растёт настолько быстро, что интеграл сходится. При степенном расширении, характерном для пылевой модели, он расходится. Поэтому наблюдаемое ускорение в отдельную эпоху ещё не доказывает существование вечного горизонта: нужна вся будущая функция масштабного фактора. Сфера Хаббла, определяемая текущим темпом расширения, этой информации не содержит.

Наличие горизонта связано и с обсуждавшейся ранее термодинамикой. В пространстве де Ситтера полуклассическая теория сопоставляет космологическому горизонту температуру и энтропию. Но перенос этого описания на будущее нашей Вселенной предполагает соответствующую будущую геометрию. Изменение закона эволюции способно изменить и причинную границу, к которой относится термодинамический расчёт. [110]

Так возникает особенно точная проверка силы прогноза. Можно ли построить два мира, которые одинаково расширялись до настоящего, но только один из которых имеет будущий горизонт? Ответ положителен в достаточно широком классе гладких скалярных моделей. Для этого не требуется ни отрицательная кинетическая энергия, ни разрушение пространства за конечное время.



Гравюра 27. Общая история и разные продолжения. Одинаково изображённый участок истории переходит в два возможных продолжения. Это метафора сравнения разных законов динамики, согласованных с общим прошлым; ветвление не означает физического разделения Вселенной. Наличие будущего горизонта в рассмотренных моделях определяется всей последующей эволюцией, а не одним наблюдаемым периодом ускорения или видом этой гравюры.

Два потенциала с общим прошлым

Рассмотрим общую теорию относительности, пространственно плоский однородный фон, обычную пылевую материю и одно минимально связанное каноническое скалярное поле. Каноническим называют стандартный положительный кинетический член. Дополнительных членов, прямо связывающих поле с кривизной, и обмена энергией с пылью не вводим. Сегодняшний масштабный фактор примем равным единице. Положительные константы Λ, S и M имеют размерность плотности энергии; плотность пыли убывает как M, делённое на куб масштабного фактора. Радиацию для простоты опускаем: это демонстрационная модель, а не полное описание горячей истории.

Введём переменную N — натуральный логарифм масштабного фактора — и гладкую функцию переключения. Затем зададим две возможные истории плотности самого скалярного компонента:

$$N = \ln a, \qquad g(N) = \begin{cases} 0, & N \le 0, \\ e^{-1/N^2}, & N > 0, \end{cases} \qquad F(N) = \int_0^N g(u)\,du,$$

$$\rho_A(a) = \Lambda + S a^{-3},$$

$$\rho_B(a) = (\Lambda + S a^{-3}) e^{-3F(\ln a)}.$$

До настоящего N неположительно, функция F равна нулю и две плотности совпадают точно. Совпадают также все их производные в сегодняшней точке. После неё множитель в моде-

ли B начинает плавно уменьшать плотность. Переключение необычно тем, что не имеет резкого края ни в одной производной. Это бесконечно дифференцируемая функция класса C^∞.

Пока перед нами лишь две зависимости плотности от расширения. Чтобы они стали физическим контрпримером, необходимо предъявить динамику поля. Закон сохранения энергии определяет отношение давления к плотности w. Для каждой истории можно восстановить движение поля и его потенциал:

$$w_A = -\frac{\Lambda}{\Lambda + Sa^{-3}}, \qquad w_B = w_A + g(N),$$
$$\frac{d\phi_i}{dN} = M_{\mathrm{Pl}}\sqrt{3\Omega_{\phi,i}(1+w_i)},$$
$$V_i = \frac{1-w_i}{2}\rho_i, \qquad i \in \{A, B\}.$$

Здесь Ω обозначает долю энергии соответствующего поля в полной плотности, M_{Pl} — приведённую планковскую массу, а скорость света в полевых формулах принята за единицу. Темп расширения получается из уравнения Фридмана с общей пылевой компонентой. Такое восстановление потенциала из космологической динамики имеет известную научную основу. Его физический смысл ограничен принятыми предпосылками о гравитации, материи и кинетическом члене. [157]

Для всех конечных значений N плотности положительны, а w обеих моделей лежит строго между минус единицей и единицей. Значит, кинетическая энергия и потенциал положительны. Начало отсчёта поля выберем одинаково: при N = 0 положим φ = 0 в обеих моделях, взяв показанную положительную ветвь движения. Совпадут также скорость поля и темп расширения. Производная поля по N не обращается в нуль, поэтому N можно выразить через φ и получить автономный потенциал V(φ). Его не переключают внешними часами: само движущееся поле достигает новых значений. На пройденной области оба потенциала совпадают; на ещё не пройденной они различаются.

Положительное S здесь существенно. Благодаря ему поле уже движется в сегодняшней точке. Мы не заставляем поле внезапно тронуться из точного покоя на гладком потенциале. В каждой модели её собственный закон движения и начальные данные задают единственное решение. Разные будущие получаются потому, что впереди расположены разные потенциалы, а не потому, что одно и то же уравнение произвольно выбирает исход.

Итак, совпадает однородная фоновая история. При одинаковых исходных возмущениях совпадает и их линейная эволюция, в которой сохраняют первый порядок по малой амплитуде: потенциал и его производные вдоль общего фона одинаковы. Конечные неоднородности могут раньше фонового поля попасть в область различия потенциалов. Поэтому точная нелинейная эквивалентность здесь не установлена; не установлена и полная квантовая эквивалентность, включая непертурбативные процессы. Положительная кинетика и каноническая скорость распространения также не заменяют полного анализа устойчивости.

Где расходятся будущие

В модели A плотность поля стремится к положительной Λ. Пыль разрежается, H приближается к постоянному положительному значению, расширение становится асимптотически экспоненциальным. Интеграл будущего светового пути конечен. У этой модели есть горизонт событий, хотя собственное время продолжается неограниченно.

В модели B функция g стремится к единице, а разность F и N — к конечной константе. Это следует из того, что отклонение g от единицы убывает как обратный квадрат N и имеет конечный интеграл в далёком будущем. Поэтому дополнительный множитель в плотности асимптотически ведёт себя как обратный куб a с постоянным коэффициентом. Умножаемая на него плотность A стремится к Λ. Значит, сама плотность B, а вместе с ней и полная плотность, убывает как у пылевой модели. Масштабный фактор растёт как время в степени две трети, и интеграл будущего светового пути расходится.

Поле в модели B при этом растёт неограниченно: его производная по N стремится к положительной константе. Следовательно, реконструкция не упирается в конечную будущую точку поля, через которую потребовалось бы отдельно продолжать потенциал. Для A существует гладкое аналитическое продолжение потенциала около его положительного минимума. В обеих моделях будущее бесконечно по собственному времени. Различие горизонтов установлено асимптотикой, а не видом конечного участка нарисованной кривой.

Для иллюстрации можно взять Λ = 0,699, S = 0,001 и M = 0,300 в единицах сегодняшней критической плотности. Тогда обе модели сейчас ускоряются, а отношение давления поля к его плотности близко к минус единице. Эти числа выбраны для демонстрации и не получены подгонкой к данным. Член плотности поля, убывающий как пыль, также не делает его возмущения пылевыми: каноническое поле сохраняет собственные правила распространения.

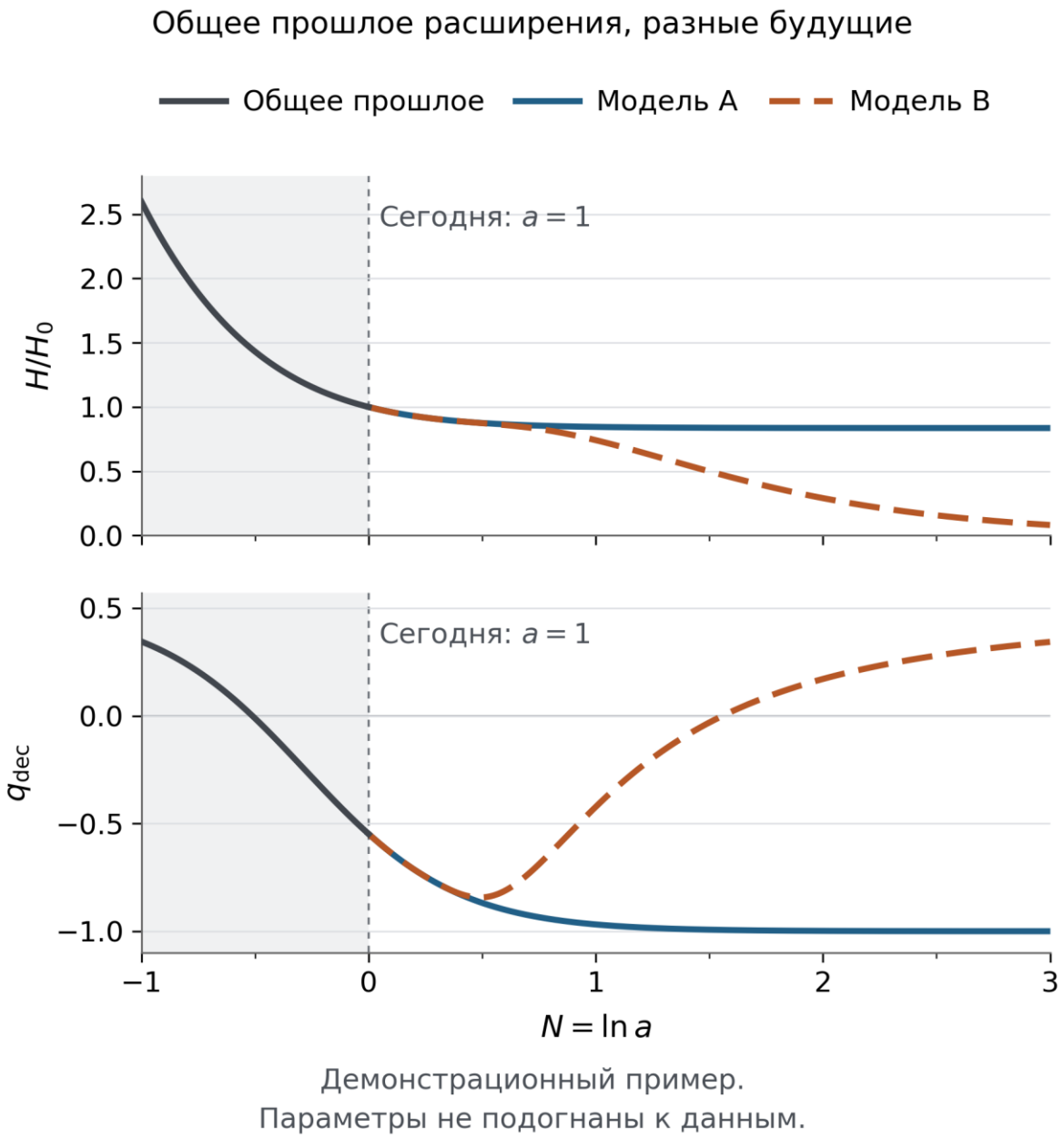


Рисунок 8. Общая прошлая фоновая история и два будущих продолжения. Показаны темп расширения H/H_0 и параметр замедления как функции $N = \ln a$. Модель A приближается к экспоненциальному расширению, модель B возвращается к замедлению. Параметры демонстрационные, не подогнаны к наблюдениям.

Точная склейка имеет важное математическое условие. Потенциал B гладок, но не является вещественно-аналитическим в месте соединения. Для аналитических функций совпадение на открытом интервале связной области заставило бы продолжения совпасть. У двух функций класса C^∞ могут совпадать значение и все производные в точке, хотя сами функции различаются правее неё: ряд Тейлора не обязан восстанавливать гладкую функцию. Если заранее потребовать глобальной аналитичности обоих потенциалов, данный контрпример будет исключён этим дополнительным требованием.

Таким образом, построение проверяет определённое утверждение: общая прошлая фоновая история вместе с совпадающей линейной динамикой не задаёт единственного будущего в ука-

занном классе гладких моделей. Оно не является новой теорией тёмной энергии и не устанавливает, какое продолжение реализовано природой. Даже в более узком аналитическом классе конечная точность реальных данных остаётся отдельной проблемой: наблюдения не сообщают точных значений всех производных.

Как это проверить

Сам контрпример сначала проверяется математически: из восстановленных потенциалов следует заново проинтегрировать уравнения поля и Фридмана с общими начальными данными, сравнить решения с заданными плотностями и проверить будущую асимптотику. Такая численная сверка выполнена для иллюстрации; точное совпадение прошлого следует из определения функции, а наличие горизонта — из сходимости интеграла. Наблюдения общего прошлого в принятом фоновом и линейном описании не смогут выбрать между этими двумя потенциалами.

Для физического исследования берут заданное семейство моделей, которые уже различаются на доступном участке истории. Один набор параметров должен описывать расстояния, темп расширения и рост структуры. Его проверяют по спектроскопическим красным смещениям и BAO, светимости стандартизованных сверхновых и гравитационному линзированию. Калибровки, отбор объектов, распределение вещества и неопределённости ранней стандартной шкалы оценивают совместно. Затем вычисляют, какие будущие свойства устойчивы во всём оставшемся диапазоне моделей.

Дополнительный маршрут — повторно измерять спектры тех же далёких источников через большой интервал времени. Медленный дрейф космологического красного смещения проверяет динамику расширения во времени наблюдателя. Лёб предложил использовать, в частности, поглощение в спектрах квазаров. Это способ различать модели с разными доступными историями расширения. У нашей точной пары A и B мгновенный дрейф, вычисленный в сегодняшней точке по общей истории, одинаков. Будущие повторные наблюдения смогут разделить их лишь после возникновения измеримого расхождения. [10]

Нужны долговременно стабильный спектрограф, воспроизводимая шкала длин волн и сравнение множества источников. Контролируются изменения спектральных профилей, движение наблюдателя, локальные ускорения и инструментальный дрейф. Идея входит в научную программу создаваемого спектрографа ANDES; здесь не предполагается уже достигнутое измерение или гарантированный срок результата. Искусственные сдвиги в данных и независимые эталоны должны показать, какой дрейф действительно восстанавливается. [11]

Если согласованные наблюдения исключат обязательное для модели поведение, её будущий прогноз потеряет основание. Согласие сохранит прогноз условным на продолжение закона. Для точной пары A и B требуется дождаться доступного расхождения либо обосновать более узкий класс потенциалов независимой физикой. Следующий расчёт для различающегося семейства должен показать остаточную разность сигналов после подгонки помех и вероятность её обнаружения при заданном пороге ложного сигнала. В программе измерения дрейфа это функция длительности наблюдений, числа источников и стабильности калибровки. Такой расчёт отделит достижимую проверку от предположения о будущем.

Глава 21

Как поставить вопрос природе

В начале книги вопрос о месте для мира казался почти географическим. Достаточно было бы отойти подальше и посмотреть, где находится его внешняя граница. Постепенно выяснилось, что за этим образом скрываются разные задачи: определить устройство пространства, восстановить раннюю историю, понять состав космоса и установить предел доступной информации. Для каждой задачи нужен собственный способ получения ответа.

Теперь можно собрать исследовательскую программу. Её результатом должно стать различие между предсказанными наблюдениями, которое сохраняется после учёта реальной аппаратуры и альтернативных объяснений. Некоторые необходимые данные уже существуют. Для других задач потребуются новые установки. В части вопросов первым ограничением остаётся сама теория: она ещё не доведена до вычислимого следствия.

Когда идея становится задачей

Фраза «тёмная энергия меняется» обозначает большой класс возможностей. Чтобы провести проверку, нужно задать поле, его динамику, связи с веществом и начальные условия. После этого можно вычислить историю расширения, возмущения и возможные лабораторные эффекты. Сужение постановки делает вывод ограниченным по охвату, зато придаёт ему определённость.

Полезно письменно фиксировать четыре вещи: какую модель мы проверяем, какие параметры должны оставаться общими, что именно измеряет прибор и какие результаты модель не сможет объяснить. В дальнейшем к этому добавляются описание ошибок и диапазон применимости. Такой документ позволяет другому исследователю повторить анализ и проверить, сохранились ли исходные обязательства после знакомства с данными.

Важны и условия неуспеха расчёта. Модель может оказаться неустойчивой, выйти за пределы эффективной теории или потерять предсказательность из-за слишком большого числа свободных функций. Это содержательные результаты. Они возникают до сопоставления с небом и показывают, какая дополнительная физика необходима для продолжения работы.

Следует также различать успешное описание и новое предсказание. Если функцию с большим числом параметров подобрали к измеренной кривой, сама близость к этой кривой ещё не проверяет объяснение. Более сильное испытание возникает там, где найденные параметры определяют другой эффект, не использованный при подборе. Именно поэтому через книгу проходит требование общих параметров для разных наблюдений.

Один механизм в нескольких измерениях

Возьмём скалярное поле, меняющееся на космологических временах. Если оно связано с электромагнитным сектором, его движение может влиять на атомные переходы. Тогда история расстояний, сравнение часов и астрофизическая спектроскопия потенциально исследуют разные стороны одной модели. Но часы обычно ограничивают сочетание силы связи и скорости изменения поля, а не одну универсальную константу, одинаковую для всех возможных теорий. [158] [60]

Здесь появляется конкретный исследовательский вопрос. Существует ли одна область параметров потенциала и взаимодействий, которая согласует космологический фон, рост неоднородностей, локальные частотные измерения и проверки свободного падения? Для ответа требуется вывести соответствующие связи, учесть возможное отличие локального поля от космологического и вычислить составную зависимость дополнительной силы. Иначе объединение данных лишь создаст видимость более строгого ограничения. [61]

Похожая логика действует для ранних возмущений. Короткое изменение свойств среды может оставить особенности в спектре мощности и более сложных корреляциях. Мы должны вычислить обе формы из одного действия или одного выбранного состояния. Произвольное добавление волнистой кривой в каждую статистику не проверяет общий механизм. Между особенностями должны существовать обязательные соотношения, допускающие независимое опровержение. [89] [90]

Для тёмной материи общий параметр может связывать совсем разные объекты. Зависимость саморассеяния от скорости должна работать для ансамблей галактик и тёмных сгущений в линзах. Масса сверхлёгкого поля и его космологическая доля должны согласовывать раннее подавление структуры и позднюю внутреннюю динамику звёздных систем. Астрофизические истории различаются, поэтому общая микрофизика проверяется вместе с распределением этих историй, а не через требование одинаковых профилей у всех объектов.

В программе происхождения вещества один набор масс и взаимодействий новых нейтральных частиц должен одновременно пройти лабораторные ограничения и породить нужную асимметрию в заданной ранней истории. Если наблюдаемая асимметрия не входит во всё достижимое множество разрешённых параметров, выбранный сценарий терпит неудачу. Несовпадение одной удобной точки такого вывода не даёт. [51]

Что значит различить две модели

Предположим, прибор измеряет скорость некоторого процесса. Часть результата связана с неизвестным фоном, а часть — с новым взаимодействием, величину которого мы хотим определить. Условную модель можно записать так:

$$R_i = b_i + \eta s_i$$

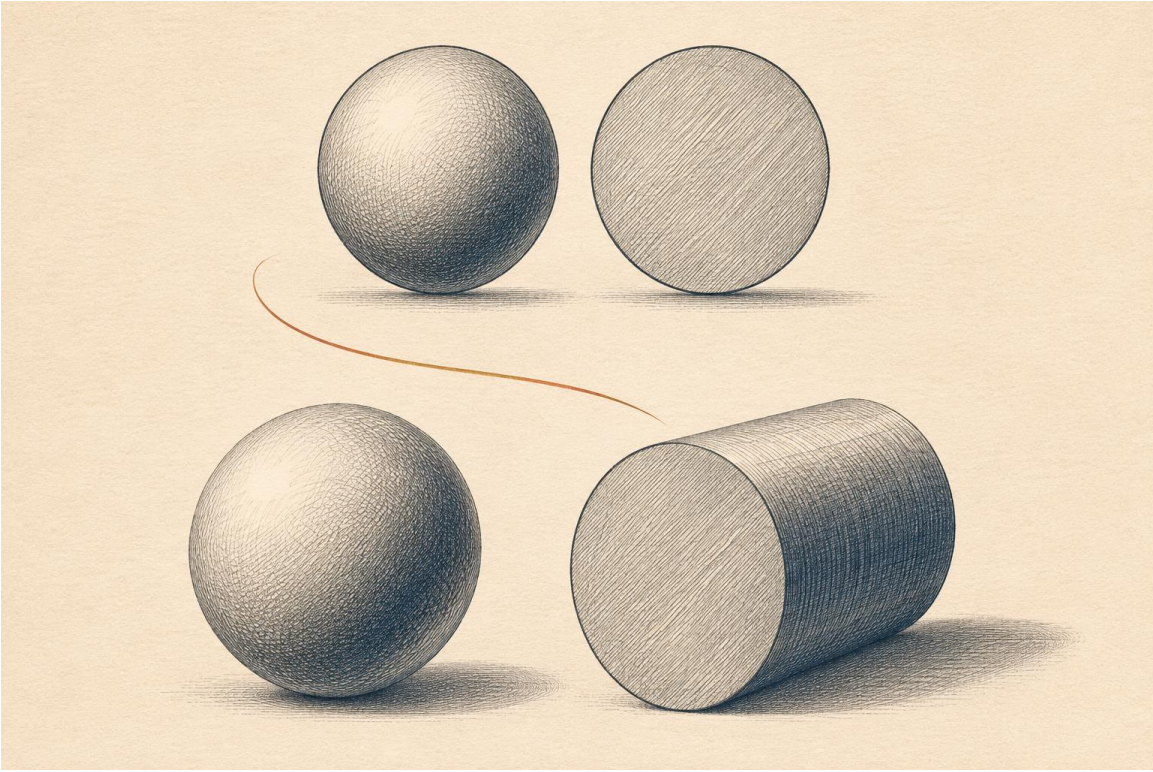
R обозначает измеренную скорость, b — фон, s — вычисленный отклик на выбранную настройку, а η — неизвестную силу эффекта. Если каждому измерению разрешить собственный неизвестный фон, разные значения η могут компенсироваться изменением b в допустимой области параметров. Прибор способен измерить R очень точно, однако эта точность сама по себе не разделит причины сигнала. Условие неотрицательности отдельных вкладов иногда позволяет получить консервативную верхнюю границу эффекта, сохраняя неопределённость его действительной величины.

Теперь добавим физический контроль. Пусть две настройки меняют s, а фон между ними сохраняется с независимо установленной точностью. Разность результатов выделяет вклад η, потому что общий фон сокращается. Реальная сложность находится в предположении об общем фоне. Нужно проверить, не изменяет ли переключение настройки температуру, электростатическую связь, эффективность считывания или другой существенный фактор.

Этот пример показывает разницу между слабым сигналом и неидентифицируемым параметром. В первом случае дополнительная точность может помочь. Во втором требуется изме-

нить постановку опыта, измерить фон независимо или ввести обоснованную связь между настройками. Свободный неизвестный вклад нельзя устранить простым увеличением времени накопления данных.

У космологических данных происходит то же самое, хотя вместо скорости счёта рассматриваются спектры, расстояния и корреляционные функции. Разные физические параметры способны компенсировать влияние друг друга. Дополнительное наблюдение полезно тогда, когда оно по-иному зависит от этих параметров. Два очень точных измерения почти одного и того же сочетания могут оставить главный вопрос без ответа.



Гравюра 28. Новый угол измерения. Две разные формы могут давать похожую проекцию при одном направлении наблюдения. Дополнительный ракурс раскрывает различие, которое не устраняется одной лишь резкостью прежнего изображения. Эта геометрическая аналогия поясняет вырождение параметров: полезность нового опыта зависит от того, какое сочетание физических причин он позволяет проверить.

Расчёт дрейфа красного смещения в главе 8 даёт численный пример. При одних и тех же H_0 и доле материи скалярное поле заметно меняет предсказанный сдвиг. Но модель с космологической постоянной приближается к той же кривой, если разрешить ей другие значения этих параметров. Это не основание выбрать новые значения H_0 по учебному графику. Это указание на то, какие независимые данные нужно включить в общий анализ. После их добавления компенсирующая подстройка должна оплачивать своё несогласие с измерениями расстояний и состава Вселенной.

Какое измерение нужно сделать следующим

Когда вырождение найдено, следующий вопрос касается нового наблюдения. Нужно понять, какую часть неопределённости оно убирает. Если два измерения чувствительны к одной и той же комбинации параметров, рост точности может мало изменить сравнение моделей.

Другое измерение, само по себе довольно грубое, способно ограничить именно ту свободу, благодаря которой конкурент воспроизводит прежние данные.

Вычислительное дополнение позволяет уточнить, какие независимые измерения способны мешать компенсирующей подстройке. Для восьми выбранных красных смещений мы профилируем модель с космологической постоянной по H_0, Ω_{m0} и общему скоростному сдвигу B, используя полностью объявленную ковариацию. На двадцатилетнем интервале при независимой ошибке 1 см/с и коррелированной моде 0,5 см/с профилированное расхождение Q равно 0,316615. Условное внешнее ограничение $H_0 = 70 \pm 1$ км/с/Мпк повышает его до 1,565071; отдельное ограничение $B = 0 \pm 0{,}1$ см/с даёт лишь 0,331525. Их совместное введение даёт 3,420077. Это пример взаимного дополнения ограничений в данной постановке, а не ранжирование реальных приборов.

Q здесь измеряет остаточное несходство двух предсказаний без добавленного шума после подстройки разрешённых параметров и учёта условных внешних ограничений. Его нельзя переводить в число сигм без отдельного определения статистического критерия, генерации данных, проверки частоты ложных решений и мощности. Чтобы выбрать следующий реальный опыт, понадобятся также стоимость, достижимая точность, зависимости систематических ошибок и возможная зависимость внешних оценок H_0 от самой проверяемой космологической модели.

В этом расчёте внешние ограничения заданы как независимые гауссовы измерения, центрированные на входных значениях. Случайный шум ещё не разыгрывается. Поэтому усиление Q говорит о геометрии и весе ограничений, но не устанавливает частоту ошибочного вывода на реальных данных. Перед переносом результата в наблюдательный проект нужно создать ансамбли искусственных каталогов из обеих моделей и проверить процедуру при заранее выбранном правиле решения.

Полезность проекта можно определить и через ожидаемое изменение вероятностей моделей. Такой байесовский критерий описан в математическом приложении, но для него потребуются распределения параметров, вероятности конкурентов и полная модель данных. Он не совпадает с профилированным расхождением средних кривых. Разделение этих двух задач позволяет постепенно усложнять исследование, сохраняя понятный контроль каждого шага.

Карта, полученная из условного примера, даёт направление для следующей работы. Можно спросить, что выгоднее в объявленном бюджете: новый диапазон красных смещений, более длительный интервал, независимый абсолютный масштаб или лучшая калибровка. Ответ нельзя выбрать заранее. Он зависит от доступных источников и от того, как ошибки изменяются вместе с конструкцией опыта. В следующей главе мы разберём, какую часть этого расчёта можно передать ИИ и как проверить его результат.

Три исследовательские задачи

Первая задача касается краткого события в ранней Вселенной. Нужно выбрать две полностью определённые модели: например, короткое изменение скорости распространения возмущений и конкретное возбуждённое начальное состояние. Сначала следует установить область, где их обычные спектры близки в пределах доступной точности. После этого вычислить различия биспектров и поляризационных предсказаний, перенести их через дальнейшую космическую эволюцию и модель наблюдения. Итогом должен стать диапазон параметров, в котором дополнительная статистика действительно различает механизмы.

В таком проекте необходимо заранее зафиксировать контрольные формы и способ учёта частот, фаз и других перебираемых параметров. Найденная после большого перебора особенность требует соответствующей статистической калибровки. Даже успешное различение этой пары моделей не докажет единственность объяснения среди всех мыслимых теорий. Оно даст более узкий, зато воспроизводимый результат о двух объявленных механизмах.

Вторая задача связывает микрофизику тёмной материи с двумя популяциями объектов. Выбрав зависимость сечения саморассеяния от скорости, следует построить распределение историй гало и вычислить одновременно кинематические и линзовые характеристики. Часть объектов используется для определения параметров, часть — для независимой проверки. Важнейший результат здесь — способность предсказать распределение новых наблюдений, включая разброс, а не только среднюю удачную кривую.

Если распределение историй оказывается слишком свободным, нужно выяснить, какие дополнительные наблюдения его ограничивают. Данные о звёздах, газе и окружении могут уменьшить эту неопределённость. Увеличение числа параметров допустимо лишь вместе с оценкой того, сколько новых наблюдаемых связей сохраняется. Иначе гипотеза о единой микрофизике останется формальной надстройкой над независимыми подгонками каждого объекта.

Третья задача продолжает расчёт скалярного поля из главы 8. Восстановленный потенциал следует включить в полную модель возмущений и связей с обычным веществом. Затем необходимо совместно вычислить расстояния, рост структуры, частотные отношения и ожидаемые нарушения универсальности свободного падения. Для связанного тёмного сектора придётся учитывать обмен энергией уже на уровне фоновых уравнений и возмущений. Использовать для него автоматически формулы несвязанного поля нельзя.

В эту же задачу входит следующий расчёт для дрейфа красного смещения. Нужно заменить условные восемь измерений из приложения реальным списком поглотителей и спектральных переходов, определить точность для каждого из них и связать калибровочные ошибки между эпохами. Максимальная разность двух фиксированных кривых получилась около $z=0{,}78$; обычная наземная оптическая спектроскопия леса Лайман-α работает на существенно больших красных смещениях. Поэтому нельзя просто заказать больше времени на одном приборе. Следует сравнить сочетания оптических и радиоизмерений, пользу независимых ограничений H_0 и те направления улучшения точности, которые действительно уменьшают вырождение. [14] [13]

Отдельной частью этой работы станет проверка физической устойчивости и допустимого продолжения потенциала. Наша гауссова иллюстрация показывает, почему локально удачная история не гарантирует регулярного продолжения во всём диапазоне поля. Хорошим результатом станет либо согласованная область модели с объявленной областью применимости, либо доказанная невозможность выполнить её обязательства. Полная программа и математические соглашения собраны в приложениях.

Все три задачи требуют прежде всего расчётов и анализа уже доступных типов данных. Более далёкие программы связаны с новыми режимами измерения. Для гравитационной запутанности нужно совместить достаточно большую гравитационную фазу с контролем негравитационных взаимодействий и потерей когерентности. Для дрейфа красного смещения — поддерживать сравнимую частотную шкалу между разнесёнными во времени наблюдения-

ми. Для поиска топологии — вычислить общую ковариацию сигналов при реальных масках и шумах. В каждом случае техническая цель определяется формой ожидаемого сигнала.

Как это проверить

Проверять нужно и саму исследовательскую процедуру. Сначала создаётся набор искусственных данных, в котором истинная модель известна. В него включаются шум, отбор, маска наблюдений и реалистичные систематические эффекты. Анализ выполняется тем же способом, который предполагается применить к настоящим данным. Такой опыт показывает, как часто метод объявляет эффект там, где его нет, и как часто пропускает реально присутствующий сигнал.

Особенно полезны испытания на ошибочно заданной модели фона. Можно добавить контролируемую калибровочную ошибку, изменить распределение астрофизических историй или ввести незапланированную корреляцию шума. Если процедура уверенно называет каждый такой эффект новой физикой, её чувствительность недостаточно содержательна. Необходимо либо расширить контрольные наблюдения, либо честно ограничить область вывода.

Далее часть наблюдений сохраняется для проверки, которая не участвовала в подборе параметров. Правило разделения выбирается до просмотра искомого эффекта. Для связанных космологических данных простого случайного деления строк каталога может быть недостаточно: общие калибровки и крупномасштабные моды сохраняют зависимость. Требуется учитывать фактическую статистическую структуру данных.

Нулевой результат должен сопровождаться картой чувствительности. В ней указывается, какие амплитуды и области параметров могли бы быть обнаружены, а какие оставались практически неотличимыми от фона. Положительный результат должен выдержать независимую обработку, смену обоснованных моделей систематики и проверку дополнительных обязательных следствий. Одно удобное значение статистической значимости не заменяет эту работу.

Наконец, нужно сделать результат воспроизводимым: сохранить версии моделей, нормировки, входные данные, условия отбора и код. Вычислительный комплект содержит программы дрейфа красного смещения, однородного переноса волн и осцилляторного контроля. Дополнительные программы проверяют фоновые реконструкции, рост, фазовую динамику и переводы масштабов. Для остальных примеров математическое приложение задаёт формулы, входы и границы вывода. Комплект позволяет повторить перечисленные проверки и отличить их от ещё не выполненного анализа наблюдений.

Так выглядит небольшой шаг за край знания. Сначала меняется постановка вопроса: появляются новые переменные, другая связь между наблюдениями или ранее не исследованный класс моделей. Затем этому шагу придают форму, в которой он может столкнуться с сопротивлением данных. Самое ценное продолжение книги начнётся там, где один из этих расчётов даст ответ, которого мы не предусмотрели заранее.

Глава 22

Космология вместе с ИИ

Исследовательская книга может передавать следующему поколению больше, чем набор идей. Она способна оставить задачи с определёнными входными данными, областью применимости, контрольными ответами и ясными условиями неудачи. Тогда учёный, работающий вместе с искусственным интеллектом, начинает с проверяемого основания. Он может изменить допущение, увидеть, какой вывод при этом исчезает, и решить, какое вычисление или измерение действительно нужно выполнить дальше. Такой фундамент позволяет накапливать результаты, не превращая каждую новую попытку в повторение всей предыдущей работы.

В этой главе мы делаем первый ограниченный шаг. Для дрейфа красного смещения выполнена карта различимости двух заданных космологических моделей. Для ранних возмущений и тёмной материи сформулированы следующие задачи, пока не доведённые до анализа наблюдений. Искусственный интеллект не обучался на этих задачах в рамках книги; оценки точности нейросетей и заявления об открытии новой физики здесь отсутствуют. Предлагается устройство исследовательской работы, в котором каждое последующее улучшение можно сопоставить с открытым контрольным расчётом.

Три разные роли искусственного интеллекта

Первая роль — помощник исследователя. Система ищет нужное определение, предлагает преобразование уравнения, пишет программу, перечисляет возможные вырожденности и подбирает контрпример. Полезный результат этой работы должен существовать отдельно от диалога: в виде вывода, кода, таблицы или документа с указанием исходных предположений. Если текст кажется убедительным, но из него нельзя восстановить вычисление, он ещё не стал научным результатом. Скорость подготовки такого текста ничего не говорит о правильности физической модели.

Здесь нужен простой порядок проверки. Сначала фиксируется вопрос и допустимые приближения. Затем независимо проверяются размерности, знаки, предельные случаи и сохранение общих параметров. После этого программу сравнивают с ответом, полученным другим методом. ИИ может предлагать все эти действия, но проверка не должна состоять в повторном вопросе той же системе, согласна ли она с собственным ответом. Надёжнее вычислимое обязательство: при выключении нового взаимодействия должен восстановиться известный предел с заданной численной точностью.

Вторая роль — эмулятор. Полный численный решатель получает физические параметры и вычисляет наблюдаемую величину; эмулятор обучается быстро приближать это отображение. Его входом могут быть плотности компонентов и параметры начального спектра, выходом — набор спектров мощности. Ускорение особенно полезно, когда однотипный расчёт требуется повторять много раз. Однако новая теория, новая область параметров или другая модель прибора могут вывести задачу за пределы обучающей выборки. Согласие внутри прежней области не переносится туда автоматически.

Третья роль — решение обратной задачи по симуляциям, simulation-based inference, или SBI. Симулятор создаёт возможные наблюдения при заданных параметрах; обучаемая модель приближает необходимые для вывода связи между параметрами и данными. Она может оце-

нивать апостериорное распределение, функцию правдоподобия либо отношение правдоподобий, когда прямое вычисление нужной величины затруднено. Это семейство методов связано с определённым генератором данных и набором допущений. Обзор его разработчиков объясняет, какие обратные задачи открывают такую возможность. [159]

Смешение этих ролей создаёт ложные ожидания. Хорошо написанный код ещё не проверяет эмулятор; точный эмулятор ещё не проверяет физику исходного решателя; аккуратное восстановление параметров искусственной Вселенной ещё не показывает, что реальная Вселенная устроена так же. В нашем наборе задач эти уровни разделены. Для каждого указываются требуемые входы, контролируемая ошибка и результат, который можно считать завершением работы. Это позволяет использовать разные системы ИИ без изменения смысла самой исследовательской задачи.

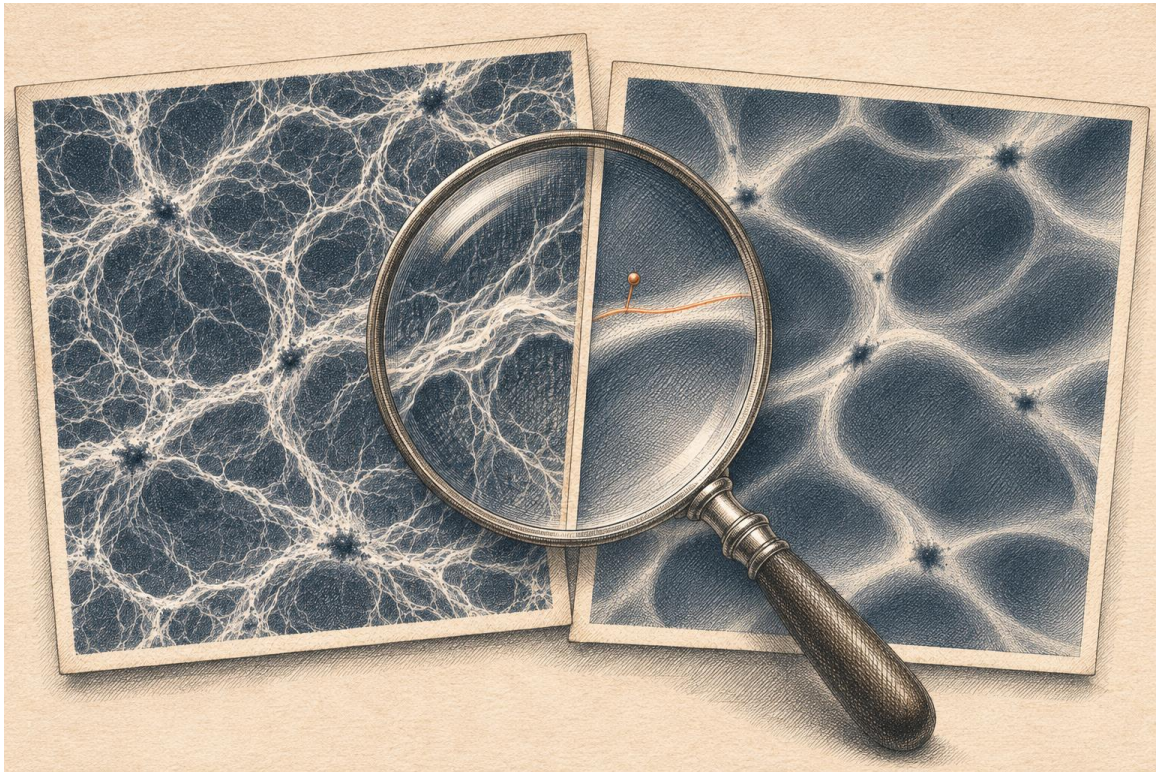
Ускорить вычисление и сохранить физику

Практический пример эмуляции даёт CosmoPower. В работе о полном процессе космологической эмуляции и вывода обсуждаются подготовка, упаковка и проверка приближённых вычислителей для определённых моделей и диапазонов параметров. Для нашей книги здесь полезен принцип: вместе с быстрым предсказателем должны распространяться сведения о том, что он приближает и где проверен. Использование готового эмулятора не означает, что произвольное новое скалярное поле уже включено в его обучение. Для такого расширения понадобятся новые эталонные вычисления и отдельная проверка. [160]

Предлагаемый нами контроль начинается с выделенной выборки точек, которых обучение не видело. На ней нужно измерить ошибку предсказываемых наблюдений, а затем проверить, насколько эта ошибка сдвигает вывод о физических параметрах. Редкая крупная ошибка возле границы разрешённой области может оказаться существеннее небольшой средней ошибки по всему объёму. Поэтому следует публиковать распределение ошибок и конкретные случаи неуспеха. Если точность эмуляции недостаточна, спорную точку надо пересчитать исходным решателем и сохранить различие в журнале проверки.

Другой полезный пример — проект CAMELS, в котором моделирование связывает изменение космологических параметров с изменением астрофизических предписаний. В исходной работе сопоставляются гидродинамические реализации с разными описаниями процессов образования и эволюции галактик. Это показывает практическую возможность изучать зависимость вывода одновременно от космологии и астрофизики. Для предложенной здесь программы такие наборы служат образцом организации эксперимента. Мы не обучали на CAMELS алгоритм и не получали из этого проекта новых ограничений на тёмную материю. [161]

В будущей работе часть реализаций должна целиком оставаться за пределами обучения. Важно разделять выборки не только по случайным начальным числам, но и по физическим предписаниям, если именно устойчивость к ним проверяется. Алгоритм, успешно работающий с новыми реализациями прежнего симулятора, может ошибаться после изменения обратной связи от звёзд или активных ядер. Такой перенос следует проверять отдельно. При этом несколько согласных симуляторов не охватывают все возможные ошибки: они могут использовать одинаковое приближение, которое отсутствует в природе.



Гравюра 29. Быстрый расчёт и точный эталон. Два условных изображения структуры сопоставляются как эталонный расчёт и его быстрое приближение. Выделенный участок напоминает о необходимости проверять локальные ошибки, включая редкие случаи неуспеха. Гравюра не представляет результатов обучения ИИ в книге: она поясняет будущую процедуру сравнения эмулятора с исходным вычислителем.

Почему правильной калибровки недостаточно

Байесовский вывод соединяет выбранную модель, данные и априорную информацию. Если физические параметры обозначены θ, а наблюдение — x, то его обычная запись имеет вид:

$$p(\theta \mid x, M) = \frac{p(x \mid \theta, M)\, p(\theta \mid M)}{p(x \mid M)}$$

Символ M здесь существенен. Он включает физическое описание, генератор наблюдений и соглашения об ошибках. Даже безупречное вычисление правой части остаётся условным относительно M. Для новой космологической гипотезы необходимо отдельно исследовать вычислительную точность метода и достаточность самой модели. В противном случае узкий интервал параметра может выражать уверенность внутри слишком ограниченного семейства искусственных миров. Подозрение на такой эффект проверяется расширением постановки и независимыми наблюдениями, а не только увеличением обучающей выборки.

Simulation-based calibration, SBC, предлагает контролировать алгоритм на параметрах и данных, созданных из объявленного совместного распределения. Проверяется, согласуется ли положение породившего данные параметра среди апостериорных выборок с ожидаемым ранговым распределением. Метод полезен для поиска вычислительных ошибок. Но успешная калибровка относительно заданного симулятора не устанавливает физическую истинность этого симулятора и не гарантирует хорошее поведение в каждой небольшой области параметров. Именно границы этого вывода должны сопровождать результат проверки. [162]

В работе Alokda, Porciani и Eggemeier о выводе первичной негауссовости исследуется конкретный пример, где одной усреднённой проверки покрытия недостаточно. Авторы сопоставляют нейросетевой метод с выводом через явное правдоподобие и рассматривают поведение распределений при фиксированных параметрах. В изученных случаях объединение спектра мощности и биспектра могло давать более широкие нейросетевые распределения, чем использованный вывод через явное правдоподобие, хотя обычная усреднённая проверка не выявляла проблему. Это результат определённого сравнения методов; он не является доказательством общего провала SBI и не представляет собой проверку переноса между разными симуляторами. [163]

Для наших задач из этого следует конкретное требование к будущему протоколу. Нужно отдельно проверять восстановление параметров в разных областях, чувствительность к границам априорного распределения и поведение при объединении статистик. Предсказательные проверки следует выполнять также на признаках, которые не использовались при обучении. Наконец, требуется испытание на другой модели ошибок или другом физическом генераторе. Такое испытание исследует устойчивость к объявленному несоответствию; даже его успех оставляет возможность неизвестной общей ошибки всех выбранных генераторов.

Карта различимости двух миров

Прежде чем обучать сложную систему, полезно решить более простую задачу: существует ли в выбранных наблюдениях различие, которое нельзя поглотить подстройкой параметров? В главе о тёмной энергии построен пример скалярного поля с кратким отклонением уравнения состояния от космологической постоянной. Теперь его предсказание дрейфа без добавленного шума сравнивается с семейством моделей ΛCDM. Восемь точек расположены при z = 0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 2,5 и 3. Это условная сетка, а не список реальных спектроскопических целей.

У конкурирующей модели свободно изменяются H_0, доля материи Ω_{m0} и общий добавочный сдвиг B. Параметр B представляет неизвестную постоянную составляющую скоростного смещения. Кроме независимой ошибки каждой точки, введена одна коррелированная мода, зависящая от красного смещения. Её форма и амплитуда объявлены заранее. Поэтому результат можно воспроизвести, а затем посмотреть, насколько он изменится при другой ковариации. Предположение о корреляциях является частью задачи, а не скрытой настройкой вычисления.

$$C_{ij} = \sigma^2 \delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j, \qquad u_i = \frac{z_i - \bar{z}}{\max_j |z_j - \bar{z}|}, \qquad \tau = 0.5 \text{ cm/s}$$

Независимая ошибка σ относится к накопленному скоростному сдвигу и одинакова для всех восьми точек. Коррелированная мода описывает случайную амплитуду с нулевым средним и гауссовым распределением. Её эффект уже включён в C. Свободный B действует одинаково на все точки; он отличается от центрированной неравномерной моды u. Ковариация считается известной и не меняется при подборе космологических параметров. Реальный инструмент потребует более сложного описания, которое должно быть получено из характеристик спектров и контроля стабильности измерений.

Пусть y — вектор сдвигов без добавленного шума скалярной модели, а fΛ — предсказание модели с космологической постоянной. Для каждой комбинации точностей вычисляется ми-

нимум квадратичного расхождения. Дополнительно можно задать условное независимое внешнее гауссово ограничение H_0 с центром 70 км/с/Мпк и шириной sH:

$$Q_* = \min_{H_0,\Omega_{m0},B} \left[\left(\mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda - B\mathbf{1}\right)^\mathsf{T} C^{-1} \left(\mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda - B\mathbf{1}\right) + \frac{(H_0 - 70)^2}{s_H^2} \right]$$

Без внешнего ограничения последний член отсутствует. Эта формула использует известный способ профилирования, а новизна упражнения состоит в конкретной постановке и вычисленных результатах. Q показывает, какое несходство осталось после подстройки. Оно не является числом сигм, вероятностью обнаружения или ожидаемым информационным выигрышем. Для таких выводов нужен другой расчёт: случайные данные из обеих моделей, заранее определённое правило принятия решения и проверка частоты его ошибок. Здесь выполнен только детерминированный этап.

Для двадцати лет при σ = 1 см/с получено Q = 0,316615. Подстраиваемая Λ-модель выбирает H_0 около 55,66 км/с/Мпк, Ω_{m0} около 0,3232 и B около 0,2403 см/с. Эти числа не являются оценками параметров реальной Вселенной. Они показывают, каким изменением разрешённых параметров альтернативная модель приближает выбранную кривую. Условное ограничение H_0 = 70 ± 1 км/с/Мпк повышает минимум до Q = 1,565071: прежняя компенсация становится слишком дорогой по принятому функционалу.

Особенно полезен результат совместной проверки. Если отдельно ограничить B значением 0 ± 0,1 см/с, получится лишь Q = 0,331525. Если добавить это же ограничение к внешнему H_0, получится Q = 3,420077. Значит, влияние калибровки зависит от того, какая другая свобода подстройки уже устранена. В данной задаче два ограничения взаимно дополняют друг друга. Такое поведение нельзя вывести из списка точностей по отдельности; его приходится вычислять для совместной модели и общей системы ошибок.

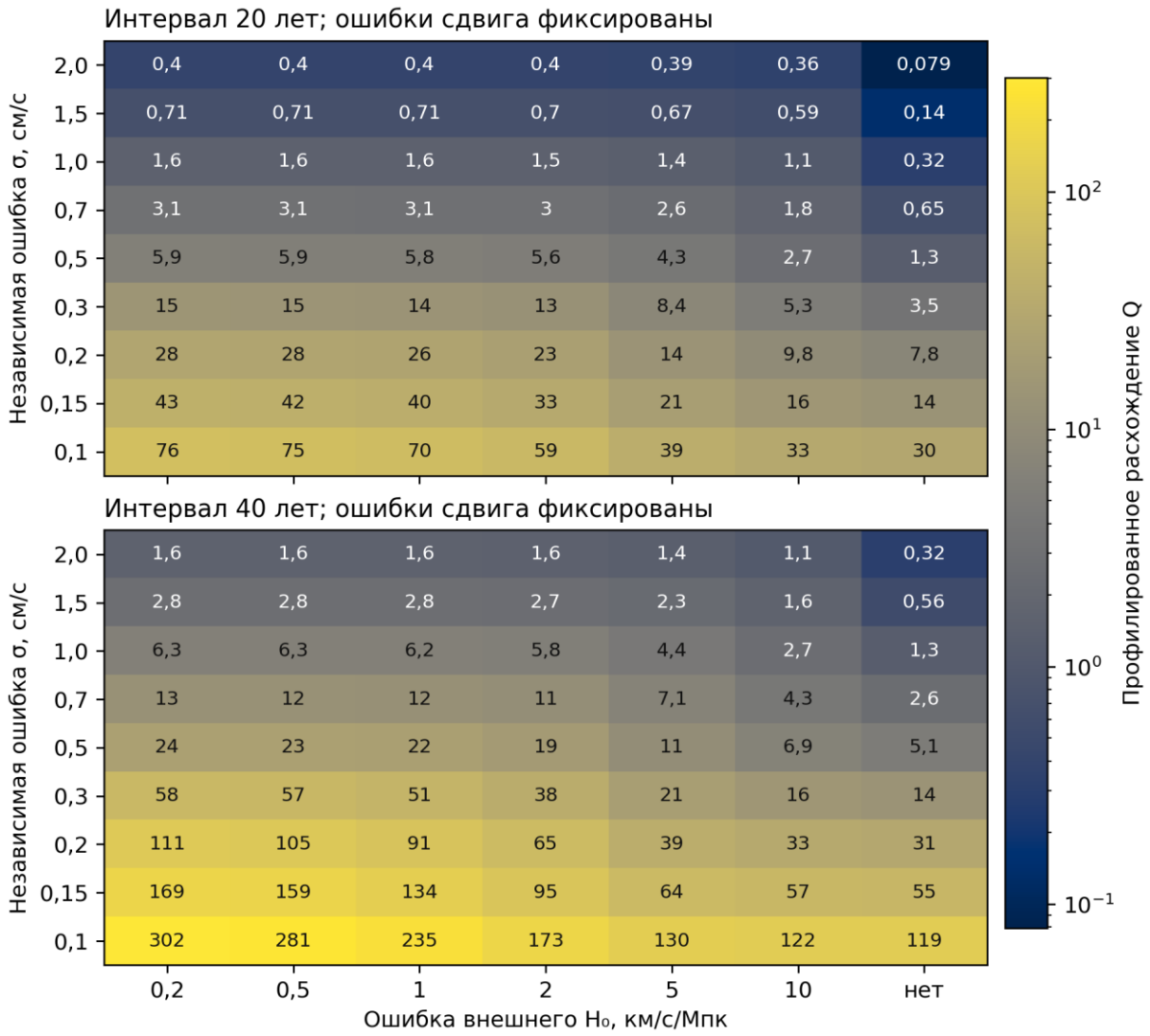


Рисунок 9. Карта профилированного расхождения Q: две длительности наблюдения, девять независимых ошибок σ, семь вариантов внешнего ограничения H_0. Коррелированная амплитуда τ = 0,5 см/с фиксирована; «нет» означает отсутствие внешнего ограничения H_0. При переходе от 20 к 40 годам сохранены ошибки накопленного скоростного сдвига. Это условная карта, не прогноз прибора; Q не является статистической значимостью. Полные значения и допущения доступны в вычислительном приложении.

Всего рассчитано 126 комбинаций, а дополнительные сравнения включают также условное ограничение $\Omega_{m0} = 0{,}3 \pm 0{,}01$. При переходе от двадцати к сорока годам ковариация скоростного сдвига искусственно сохраняется. Без внешних ограничений Q поэтому увеличивается ровно в четыре раза: сигнал и оптимальный B удваиваются, квадратичная мера растёт вчетверо. Это полезная проверка программы. Реальный выигрыш длительного наблюдения может оказаться иным из-за старения аппаратуры, изменений выборки, корреляций ошибок и затрат на повторную спектроскопию.

При σ = 0,2 см/с двадцатилетний расчёт без внешних ограничений даёт Q = 7,795838, а с указанным ограничением H_0 — 26,349304. Цифры полезны как контроль воспроизведения и указание на чувствительность постановки к точности. Они не определяют требуемую точность будущего телескопа. Для этого нужно включить спектральные линии, доступные объекты, собственные ускорения источников, процедуру калибровки и вероятность получения

разных результатов. Настоящее внешнее измерение H_0 также может зависеть от космологии и разделять систематические ошибки с основными данными.

Как выбрать следующий опыт

Карта расхождений помогает найти направления, но не выбирает оптимальный эксперимент. Она рассматривает одно заданное скалярное предсказание и не усредняет по неизвестным параметрам, возможным данным или стоимости наблюдений. Следующий этап должен определить множество допустимых планов: например, улучшение стабильности прибора, расширение диапазона красных смещений или независимое ограничение параметра. Для каждого плана необходимо одинаково описать ошибки, ресурсы и допустимые физические модели. Иначе сравнение сведётся к преимуществу произвольно выбранных допущений.

Один известный способ такого выбора — ожидаемый информационный выигрыш. Если цель состоит в различении моделей, полезность плана можно определить как среднее изменение распределения вероятностей их индекса после возможного измерения. Байесовское планирование требует априорных вероятностей моделей, распределений параметров и предсказательного распределения данных. Методы приближённого вычисления такой полезности исследуются, в частности, Foster и соавторами. В нашем коде эта величина не вычислена; вычисленная карта Q не подменяет её. [164]

Три задачи для открытого продолжения

Первая задача уже имеет работающий узкий эталон: воспроизвести карту дрейфа и её контрольные значения. Её следующий уровень — одинаковый анализ шумовых реализаций при каждой конкурирующей модели. Затем можно обучать ускоритель, сравнивать его с прямым вычислением и проверять перенос на новые ковариации. Физический уровень потребует реалистичных спектров и доступных объектов. Система ИИ считается полезной, если сокращает вычислительные затраты при заранее объявленной допустимой ошибке либо находит конкретную ранее пропущенную вырожденность, которую можно подтвердить независимым расчётом.

Вторая задача касается ранних особенностей. Нужно выбрать полностью определённую пару механизмов и найти область, где их спектры мощности близки после допустимой подстройки. Затем из тех же параметров вычисляются биспектры и наблюдаемые поляризационные следствия. Нельзя разрешать каждой статистике собственную независимую форму особенности: тогда исчезает проверка единого происхождения. В открытом наборе это пока спецификация. Нужны корректный генератор первичных возмущений, перенос к наблюдаемым величинам и общая ковариация; полноценного такого анализа книга не содержит.

Третья задача связывает популяции объектов с общей микрофизикой тёмной материи. Для выбранного закона саморассеяния следует одновременно предсказывать свойства ансамблей галактик и сгущений, обнаруживаемых гравитационными линзами. Сравнение должно учитывать распределение историй формирования и астрофизическую обратную связь. Часть популяций оставляется для независимого испытания, параметры взаимодействия сохраняются общими. Эта задача также записана как спецификация. Нельзя превращать её в ограничение сечения рассеяния до получения проверенного генератора, модели отбора и подходящих наблюдений.

Проверка математического смысла

Ещё одна возможная помощь ИИ — перевод отдельных утверждений в форму, которую проверяет система доказательств. Проект HepLean показывает примеры формализации определений и выводов физики высоких энергий в Lean. Работа FormalScience рассматривает автоматизированную формализацию с участием человека и отдельно обращает внимание на сохранение смысла исходной задачи. Для книги разумный первый шаг ограничен: формально проверить выбранную алгебраическую лемму или следствие объявленных предположений. Полной формализации космологических моделей здесь не выполнено. [165] [166]

Даже успешная формальная проверка действует внутри записанных определений. Если при переводе исчезло условие положительности энергии или изменился смысл наблюдаемой величины, доказательство может быть логически верным и физически неприменимым. Поэтому вместе с формальным утверждением надо хранить исходную запись, соответствие обозначений и область применимости. Численная проверка предельных случаев и формальное доказательство имеют разные задачи. В дрейфовом расчёте выполнены численные проверки; называть их машинным доказательством всей физической конструкции было бы неверно.

Как это проверить

Проверка начинается с воспроизведения эталона. Независимый исследователь запускает опубликованный код, получает таблицу Q и сравнивает её с контрольными числами. Затем проверяет профиль другим оптимизатором, выключает коррелированную моду и восстанавливает прежний независимый случай. Для нашей реализации такое сравнение выполнено: на четырёх контрольных точках разница минимумов меньше 3×10^{-13}. Точное четырёхкратное изменение Q без внешних ограничений при удвоении интервала проверяет принятую модель масштабирования. Эти результаты относятся к вычислению, а не к подтверждению скалярной гипотезы природой.

Следующий уровень требует заранее объявленных испытаний на искусственных данных. Следует определить правило различения моделей, генерировать наблюдения из обеих сторон сравнения и измерять частоту ошибочного выбора и пропуска различия. Для обучаемых методов отдельно проверяются точность относительно прямого решателя, поведение в разных областях параметров и результаты при изменённых физических предписаниях. Обучающие, проверочные и окончательные испытательные наборы должны иметь фиксированные границы; изучение последнего набора ради настройки метода превращает его в ещё одну часть обучения.



Гравюра 30. Проверка на отложенных данных. Раздельные наборы условных космологических карт обозначают обучение, промежуточную проверку и окончательное испытание. Последний набор остаётся закрытым для настройки метода. Это образ исследовательской дисциплины, а не готовый протокол разделения реального каталога: общие калибровки и физические зависимости данных требуют отдельного учёта, даже когда листы изображены раздельно.

На физическом уровне требуется измерение с проверяемой моделью прибора и независимым контролем существенных неопределённостей. Для дрейфа это означает устойчивую спектроскопическую шкалу и описание источников; для ранних особенностей — совместный анализ статистик с переносом и передними планами; для тёмной материи — учёт популяций и отбора. Следующий исследователь может начать с любого уровня, но обязан назвать его. Научный вклад возникает там, где выполнена новая проверка, обнаружено сохраняющееся различие или доказано ограничение, которое прежняя постановка скрывала.

Эпилог

Мир не обязан занимать место внутри ещё одного мира. Пространственная геометрия может быть определена внутренними измерениями, а вопросы о её происхождении требуют физических моделей и наблюдаемых следствий. С этого изменения привычной постановки началось наше исследование. К концу книги оно позволило связать далёкие друг от друга задачи: форму пространства, свойства частиц, направление времени и судьбу космического расширения.

Некоторые ответы оказались надёжнее, чем первоначальное впечатление от необычной темы. Горячая история имеет несколько независимых опор. Различие между горизонтом и краем задаётся точными определениями. Математика допускает конечные пространства без стен. Эти результаты не исчезают только потому, что другие вопросы космологии остаются открытыми.

В других местах выяснилось, насколько много зависит от продолжения модели. По наблюдаемому прошлому нельзя произвольно назначить единственное будущее. Успешная геометрическая конструкция в определённом теоретическом режиме ещё требует моста к нашей Вселенной. Возможный след раннего события нуждается в сравнении с механизмами, которые способны создавать похожие данные. Каждый такой предел показывает конкретное место для следующего исследования.

Особенно полезными оказались общие параметры. Одна и та же масса поля должна действовать в раннем космосе и в поздних звёздных системах. Один радиус скрытого пространства определяет несколько физических масштабов. Одна модель новых частиц должна выдержать лабораторные ограничения и дать допустимую космическую историю. Чем больше независимых обязательств принимает гипотеза, тем содержательнее её успех или неудача.

При этом неудача не обязательно означает ошибку в самом замысле исследования. Отсутствие общей области параметров, невозможность различить два механизма данным прибором или нестабильность удобного решения являются определёнными результатами. Они освобождают дальнейшую работу от ложной уверенности и показывают, какое условие нужно изменить осмысленно. Новая версия модели получает новые обязательства, которые снова проверяются.

Эта логика сохраняется и в самых смелых вопросах. Возможные другие космологические области, возникающее пространство или квантовая структура гравитации становятся частью физической программы, когда удалось определить динамику и доступный эффект. До этого они могут направлять мысль, но сила вывода остаётся иной. Чем необычнее идея, тем полезнее уметь назвать конкретное наблюдение, после которого придётся от неё отказаться или существенно её изменить.

Мы привыкли представлять движение знания как увеличение карты: ещё один объект, ещё более далёкая галактика, ещё более ранняя эпоха. Иногда продвижение действительно выглядит так. Но иногда изменяются сами величины, которыми строилась карта. Возникает возможность связать разные измерения или выясняется, что прежний вопрос соединял несовместимые определения. Тогда новый результат может начинаться с небольшой математической поправки, меняющей смысл большого привычного утверждения.

Вычислительные примеры делают эту границу осязаемой. Две модели, заметно различающиеся при фиксированных параметрах, сближаются после их подбора. Калибровка, почти бесполезная сама по себе, становится важной рядом с независимым измерением. Квантовая и классическая системы могут совпадать в исходном распределении и разойтись в его развитии. Каждый результат говорит, какое предположение удерживало прежний вывод и где искать следующий содержательный тест.

Часть предложенных в книге задач можно продолжать уже сейчас: вычислить различимость двух ранних механизмов, проверить общую модель тёмной материи на независимой выборке, связать космологическое поле с точными лабораторными ограничениями. Другие требуют долгой работы над приборами и теорией. Для всех них сохраняется один критерий продвижения: становится ли яснее, какие возможные устройства мира совместимы с тем, что природа позволяет измерить.

Возможно, следующая картина Вселенной будет использовать понятия, которые сегодня кажутся второстепенными. Возможно, привычные пространство и время сохранятся как исключительно точное приближение. Решение будет зависеть от того, какие связи удастся вывести и проверить. Место, необходимое исследованию, находится прежде всего между сформулированной гипотезой и ещё не полученным результатом опыта.

Приложение A

Расчёты и границы их применимости

Это приложение раскрывает вычислительные примеры основного текста: предположения, формулы, входы и границы вывода. Числа не являются новой обработкой наблюдательных каталогов. Параметры учебных моделей выбраны явно; согласие с отдельной величиной ещё не означает согласия со всеми данными. Порядок запуска программ приведён в сопроводительной инструкции к расчётам.

В формулах для полей используются единицы $c=\hbar=1$ и приведённая планковская масса M_{pl}. В формулах расстояний скорость света c сохраняется. Масштабный фактор сегодня принят равным единице, $N=\ln a$; штрих означает производную по N, если не оговорено иное. Одинаковые буквы в разных примерах не обозначают общую физическую модель: каждый пример начинается со своих допущений.

Возраст и три разных расстояния

Возьмём плоскую модель с некомпактной пространственной топологией R^3, нерелятивистской материей, эффективной радиационной компонентой и космологической постоянной. Здесь H_0=67,4 км/с/Мпк, Ω_m=0,315, Ω_r=0,000092 и Ω_Λ=0,684908. Функция расширения имеет вид:

$$E(a) \equiv \frac{H(a)}{H_0} = \sqrt{\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_\Lambda}.$$

Это удобная аналитическая модель, а не точное воспроизведение расчёта Planck. В частности, переход массивных нейтрино от релятивистского поведения к нерелятивистскому здесь не моделируется. Возраст и радиальное сопутствующее расстояние получаются из разных интегралов: первый суммирует собственное время космологического наблюдателя, второй — путь светового сигнала в сопутствующей координате. [4] [6]

$$t(a) = \frac{1}{H_0}\int_0^a \frac{d\tilde{a}}{\tilde{a}E(\tilde{a})}, \qquad D_C(z) = \frac{c}{H_0}\int_{1/(1+z)}^1 \frac{d\tilde{a}}{\tilde{a}^2 E(\tilde{a})}.$$

Нижний предел ноль означает выбранное продолжение горячей модели. Он не доказывает, что такое описание применимо к абсолютному началу. При z=1 время путешествия света получается 7,950 миллиарда лет, сегодняшнее сопутствующее расстояние — 11,092 миллиарда световых лет. Собственное расстояние в момент испускания равно 5,546 миллиарда световых лет; в данной плоской модели оно совпадает с расстоянием по угловому диаметру. Расстояние по светимости равно 22,185 миллиарда световых лет. Разные значения отвечают разным способам задавать расстояние.

$$D_A = \frac{D_C}{1+z}, \qquad D_L = (1+z)D_C.$$

Для модели, бесконечно продолжающейся в будущем, сегодняшние радиусы горизонта частиц и будущего горизонта событий записываются следующим образом. Горизонт событий существует лишь при сходимости соответствующего интеграла. [1]

$$R_{\mathrm{p},0}=\frac{c}{H_0}\int_0^1\frac{da}{a^2E(a)},\qquad R_{\mathrm{e},0}=\frac{c}{H_0}\int_1^\infty\frac{da}{a^2E(a)},\qquad R_{H,0}=\frac{c}{H_0}.$$

Численное интегрирование даёт возраст 13,791 миллиарда лет и радиусы 46,133, 16,679 и 14,507 миллиарда световых лет соответственно. Для каждого числа определён свой вопрос. Радиус Хаббла зависит от сегодняшнего темпа расширения; горизонт событий — ещё и от будущего, которое мы предположили. Изменение закона будущего расширения может изменить второй интеграл, сохранив всю доступную прошлую историю.

Как восстановить потенциал скалярного поля

Реконструкция начинается с функции q=1+w, положительной для рассматриваемого канонического поля. Пусть $u=\varphi/M_{pl}$, $S=\rho_\varphi/(3M_{pl}^2H_0^2)$, $U=V/(3M_{pl}^2H_0^2)$. Для плоской модели с пылью Ω_{m0}=0,3, без излучения, зададим гладкий профиль:

$$q(N)=A\exp\left[-\frac{(N+b)^2}{2s^2}\right],\qquad A=0.25,\quad s=0.2,\quad b=\ln 1.5.$$

При S(0)=0,7 закон сохранения энергии и уравнение Фридмана позволяют найти плотность, траекторию поля и потенциальную энергию. Выбран положительный знак скорости поля. Этот способ реконструкции имеет известные предшествующие применения; использование его в книге не заявляется как новый метод. [157] [59]

$$S'=-3qS,\qquad E^2=0.3e^{-3N}+S,\qquad u'=\sqrt{\frac{3qS}{E^2}},\qquad U=S\left(1-\frac{q}{2}\right).$$

Полученная параметрическая зависимость U(u) затем проверяется обратным решением уравнения движения. Подставлять заданный w обратно в тождество было бы слишком слабой проверкой. Поэтому отдельно интегрируется уравнение Клейна — Гордона с восстановленным потенциалом:

$$u''+\left(3+\frac{E'}{E}\right)u'+\frac{3U_{,u}}{E^2}=0.$$

При численной проверке потенциал восстанавливался на сетках из 12 001 и 24 001 точки, после чего отдельно интегрировались уравнения Клейна — Гордона и Фридмана. На участке $0\le z\le 3$ максимальное абсолютное различие w не превысило 2×10^{-11}, относительное различие H — 4×10^{-12}. Минимум потенциала найден при $z\approx0{,}199002$; сегодня поле уже поднимается по его небольшому участку, расходуя кинетическую энергию. Отрицательная кривизна потенциала в другом диапазоне сама по себе не означает отрицательной кинетики или градиентной неустойчивости.

Проверка небольших изменений однородных начальных данных полезна, но не заменяет анализа всех пространственных возмущений. Есть и более серьёзная граница: буквальное продолжение того же гауссова профиля на неограниченное будущее приводит к конечному предельному значению поля и расходящейся кривизне потенциала. При $N \to \infty$ получается:

$$\frac{V_{,\phi\phi}}{H^2} = -\frac{(N+b)^2}{4s^4} + \frac{3(N+b)}{2s^2} + \frac{1}{2s^2} + o(1).$$

Предельная точка достигается только при бесконечном времени. Это не предсказание катастрофы завтра, а дефект точного глобального продолжения выбранной функции: через этот конец нельзя провести потенциал с непрерывной второй производной. В книге такой результат используется для отбора пригодных гипотез, а не скрывается за хорошим совпадением на конечном интервале.

Если поле линейно связано с электромагнетизмом, положим $\Delta\alpha/\alpha=\zeta(u-u_0)$. Тогда лабораторные часы ограничивают произведение связи ζ и нынешней скорости поля:

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = \zeta H_0 \sqrt{3\Omega_{\phi 0} q_0}.$$

При $H_0=70$ км/с/Мпк и $\zeta=10^{-6}$ выбранный профиль даёт около $1{,}86\cdot10^{-17}$ в год. Это прогноз конкретного примера. Из ограничения дрейфа α нельзя без дополнительных предположений получить универсальное ограничение w: связь ζ может быть меньше, а локальная динамика — отличаться от космологической. Перенос на опыты по эквивалентности требует также модели состава тел и возможного экранирования. [167] [60] [168]

Степени свободы и условия устойчивости

Восстановленное расширение ещё не задаёт работоспособную теорию. Нужны действие, физические переменные и область энергий, в которой им можно доверять. Для примера книги исходное действие — общая относительность, каноническое скалярное поле и отдельно сохраняющееся холодное вещество. При сигнатуре $-+++$ оно имеет вид:

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[\frac{M_{\rm Pl}^2}{2}R - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - V(\phi)\right] + S_m[g,\psi_m].$$

Сначала считаем степени свободы гравитации и поля, отдельно от вещества. В пространственном разложении метрики шесть компонент пространственной метрики и одно скалярное поле дают семь конфигурационных переменных. Функция хода времени и три компоненты сдвига выступают множителями ограничений. Четыре ограничения первого класса вместе с координатной свободой убирают восемь фазовых переменных из четырнадцати. Остаются три распространяющиеся степени свободы: две тензорные поляризации и одна скалярная. Материальный сектор добавляет собственные возмущения.

Этот подсчёт нельзя переносить на произвольное действие со старшими производными. Дополнительные члены иногда вводят новые моды, иногда связаны вырожденностью и дополнительными ограничениями. Поэтому исследование начинается с вариации полного действия. Если сначала выбрать калибровку и по ошибке потерять уравнение ограничения, полученный «устойчивый» набор уравнений может вообще не описывать исходную теорию.

При автоматическом выводе следует независимо проверить сохранение ограничений динамикой.

Что проверяет квадратичное действие

После исключения нединамических переменных квадратичное действие выделяет главную часть уравнений малых возмущений. Для одной диагонализованной скалярной моды ζ удобна нормировка без дополнительного множителя 1/2:

$$S_\zeta^{(2)} = \int dt\, d^3x\, a^3 Q_s \left[\dot\zeta^2 - \frac{c_s^2}{a^2}(\partial_i\zeta)^2 + \cdots\right].$$

Здесь многоточие включает массовые и иные менее производные члены, а при наличии других динамических мод — связи с ними. Необходимы правильный знак кинетического коэффициента $Q_s>0$ и положительное c_s^2 для распространяющейся моды в рассматриваемом режиме. Отрицательное Q_s означает призрачную кинетику; отрицательное c_s^2 вызывает быстрый рост достаточно коротких волн внутри области применимости. Эти условия проверяют определённые опасности, но не доказывают нелинейную устойчивость или квантовую завершённость.

Беллини и Савицки дали полезную параметризацию линейной динамики скалярно-тензорных моделей класса Хорндески. В их обозначениях $Q_s=2M^{*2}D/(2-\alpha_B)^2$, где $D=\alpha_K+3\alpha_B^2/2$. Тензорный сектор также требует положительной кинетики и допустимой скорости распространения. Формулы относятся к заданному классу действий и выбранной системе переменных. В частности, переменная, содержащая деление на $\dot\varphi$, может стать непригодной при остановке поля; один её сингулярный коэффициент ещё не устанавливает физическую катастрофу. [169]

Если присутствует несколько скалярных мод, вместо одного Q_s рассматривается кинетическая матрица K, а градиентные члены задаются матрицей G. После корректного устранения ограничений K должна быть положительно определённой на физических динамических модах; квадраты скоростей определяются обобщённой задачей на собственные значения $Gv=c^2Kv$. Для идеальной пыли нулевая скорость звука допустима и не равнозначна отрицательной. Её гравитационный рост плотности нужно оценивать по полной динамике, а не объявлять каждую растущую моду патологией.

Отрицательный эффективный квадрат массы тоже требует анализа времени роста. Медленная эволюция на космологическом масштабе может быть физической частью модели, тогда как взрывной рост в используемом диапазоне разрушит выбранный фон. Поэтому проверка знаков должна сопровождаться решением уравнений и сравнением характерных времён. Анализ коротковолновой главной части и анализ длительной эволюции отвечают на разные вопросы.

Проверка канонического профиля книги

Для лагранжиана $P(X,\varphi)$, где $X=-g^{\mu\nu}\partial\mu\varphi\partial\nu\varphi/2$, плотность равна $2XP_X-P$, а скорость малых скалярных возмущений в локальном сопутствующем описании определяется отношением ниже. Такой общий класс исследовали Гаррига и Муханов. Для $P=X-V$ получаем канонический результат $c_s^2=1$. [170]

$$c_s^2 = \frac{P_X}{P_X + 2XP_{XX}} = 1 \quad (P = X - V).$$

Это можно увидеть непосредственно: главная часть действия возмущения поля содержит $a^3[(\delta\dot{\varphi})^2 - (\nabla\delta\varphi)^2/a^2]/2$. В частности, производная потенциала не меняет относительный знак этих двух членов. Гравитационные ограничения и взаимодействие с возмущениями вещества остаются в полной задаче. Указанный вывод проверяет каноническую распространяющуюся моду, а не заменяет интегрирование всей космологической системы.

Используем прежние обозначения $N=\ln a$, $q=1+w$, $S=\rho_\varphi/(3M_{Pl}^2H_0^2)$, $u=\varphi/M_{Pl}$. В примере $q=0{,}25\,\exp[-(N+\ln 1{,}5)^2/(2\times 0{,}2^2)]$, $S(0)=0{,}7$, $\Omega_{m0}=0{,}3$. Из закона сохранения следуют $S'=-3qS$ и $u'^2=3qS/E^2$, где $E=H/H_0$. На интервале $0\le z\le 3$ профиль q строго положителен; положительное S сохраняется. Следовательно, восстановленная фоновая кинетическая энергия $q\rho_\varphi/2$ не меняет знак.

В параметризации Беллини — Савицки для этого минимально связанного канонического поля $\alpha_B=\alpha_M=\alpha_T=0$, а $\alpha_K=\dot{\varphi}^2/(H^2M_{Pl}^2)=u'^2$. Поэтому их скалярный кинетический коэффициент принимает особенно простой вид:

$$Q_s = \frac{M_{\rm Pl}^2}{2}u'^2 = \frac{3M_{\rm Pl}^2 qS}{2E^2} > 0.$$

Это подстановка канонического действия в известную параметризацию, а не новая формула устойчивости. Q_s относится к скалярному сектору в этой параметризации; пыль остаётся отдельной динамической системой, и её связи с полем должны сохраняться в полных уравнениях. Предел очень малого q требует аккуратности: поле становится плохими часами, и переменная, нормированная на его скорость, может плохо описывать обычное малое возмущение $\delta\varphi$. Поэтому численный код должен контролировать обусловленность переменных и при необходимости переходить к регулярной калибровке. Само малое Q_s в таком выборе координат ещё не определяет масштаб сильной связи физического поля.

Отдельно рассчитаем адиабатическую производную $c_a^2=\dot{p}_\varphi/\dot{\rho}_\varphi$. Подставляя $p_\varphi=(q-1)\rho_\varphi$ и $\rho_\varphi'=-3q\rho_\varphi$, получаем обычным дифференцированием:

$$c_a^2 = q - 1 - \frac{q'}{3q} = q - 1 + \frac{N + \ln 1.5}{3(0.2)^2}.$$

Это отношение изменений фона, а не физическая скорость распространения. В выполненной для книги численной проверке c_a^2 меняется примерно от $-9{,}1736$ до $2{,}4109$ и обращается в ноль при $z\approx 0{,}36668$. Между тем c_s^2 канонической моды равно единице на всём интервале. Исключение этой модели только по знаку c_a^2 было бы ошибкой: у скалярного поля связь между возмущениями давления и плотности зависит от выбранной системы отсчёта и содержит неадиабатическую часть.

Проверка использовала 24 001 точку по N. Независимое отношение численных производных p_φ и ρ_φ согласуется с выведенным c_a^2 с максимальным абсолютным расхождением меньше 9×10^{-6}. Минимум q составляет около $1{,}50\times10^{-6}$, минимум u'^2 — $2{,}25\times10^{-7}$; оба положительны. Эти числа относятся только к заданному интервалу и параметрам. Они не доказывают устойчивость всех продолжений потенциала или его поведения при больших возмущениях.

Применение к двум различным будущим

Тот же контроль применим к построению двух гладких будущих с общим прошлым. Сохраним его обозначения: $\rho A=\Lambda+Sa^{-3}$, $\rho B=\rho A\exp(-3F)$, $F'=g\geq 0$. Здесь S — положительная размерная константа этой конструкции, а не нормированная функция плотности из предыдущего примера. При положительных Λ, S и M для любого конечного N получаем:

$$q_A=\frac{Sa^{-3}}{\Lambda+Sa^{-3}}>0,\qquad q_B=q_A+g(N)>0,\qquad H_i^2=\frac{Ma^{-3}+\rho_i}{3M_{\mathrm{Pl}}^2}>0.$$

Плотности положительны, поэтому восстановленные кинетические энергии $q_i\rho_i/2$ также положительны. Оба действия канонические, и их скалярная главная часть имеет $c_s^2=1$. Следовательно, на выбранных траекториях отсутствует дефект знака канонической кинетики и её коротковолнового градиентного члена. Это аналитическая проверка по формулам конструкции; отдельное численное интегрирование возмущений будущих моделей здесь не выполнено.

Для A в далёком будущем qA стремится к нулю. Поле как часы становится вырождающимся выбором переменной, хотя это ещё не физическая неустойчивость. Проверенные знаки не исключают всех нелинейных эффектов и не устанавливают допустимость квантовых поправок к неаналитическому соединению потенциала B. Поэтому утверждение о разных горизонтах сохраняет статус контролируемого фонового примера с указанными ограничениями, а не законченного аудита его микроскопического происхождения.

Где заканчивается достоверный расчёт

Эффективная теория допускает контролируемое низкоэнергетическое описание без знания всех микроскопических деталей. Донохью показал, как использовать этот подход для вычислимых низкоэнергетических квантовых поправок к гравитации. Само наличие неизвестной физики на высоких энергиях поэтому не запрещает проверяемые расчёты. Но порядок разложения и величина отброшенных членов должны быть определены. [148]

Для нового космологического действия следует сопоставить физические частоты, H и волновые числа k/a с масштабом применимости ΛEFT. Он может зависеть от фона; при слабой кинетике после канонической нормировки взаимодействия иногда усиливаются. Условия $H\ll\Lambda_{\mathrm{EFT}}$ и $k/a\ll\Lambda_{\mathrm{EFT}}$ полезны, но недостаточны без проверки коэффициентов операторов и петлевого разложения. Нельзя назначить ΛEFT равным планковской массе только потому, что она уже присутствует в записи.

Радиативная устойчивость требует ещё одного шага. При добавлении всех разрешённых взаимодействий нужно вычислить поправки к потенциалу и кинетическим членам, определить защищающую симметрию либо честно указать настройку. Для восстановленного профиля такой расчёт здесь не проведён. Не заданы его микроскопическое продолжение и полный набор связей с веществом, поэтому численно доказать малость всех квантовых поправок пока невозможно. Фоновая реконструкция не содержит этой информации скрытым образом.

Полезно заранее потребовать, чтобы итог не зависел от произвольной точности интерполяции потенциала. Его производные входят в динамику возмущений и взаимодействия, поэтому почти одинаковые фоновые кривые могут дать разные ошибки при дифференцировании. Проверка на нескольких разрешениях и независимое восстановление производных должны оцени-

вать эту конкретную неопределённость. Их успешность подтвердит вычислительную реализацию, но не заменит физическую проверку выбранного действия.

Следующая конкретная задача — выбрать эти связи, вывести квадратичное действие полной системы, проверить его спектр и проинтегрировать возмущения в используемом диапазоне. Затем выполнить первую квантовую поправку в явно выбранной эффективной теории и оценить остаточную ошибку. Отчёт должен разделять три результата: проверенную каноническую главную часть, выполненный фоновый контроль и пока открытый вопрос радиативной устойчивости. Такой формат позволяет наращивать доказательство, не выдавая один удачный график за готовую фундаментальную теорию.

Дрейф красного смещения и свобода параметров

Возьмём тот же гауссов профиль q(N) и сравним его с космологической постоянной. В обеих исходных моделях H_0=70 км/с/Мпк, Ω_{m0}=0,3 и $\Omega_{\varphi 0}$=0,7; излучение на интервале 0≤z≤3 не учитывается. Для сопутствующего поглотителя, за которым наблюдают в течение Δt_0=20 юлианских лет, линейное по времени приближение даёт спектроскопический эквивалент изменения скорости:

$$\Delta v(z) = \frac{c\,\Delta z}{1+z} \simeq cH_0\Delta t_0 \left[1 - \frac{E(z)}{1+z}\right].$$

Это кинематическое следствие FLRW и определения красного смещения. Величина Δv описывает малый сдвиг спектра; она не является изменением ньютоновской скорости далёкой галактики. Космологическая модель нужна при вычислении E(z). Собственные ускорения, движение наблюдателя и изменение шкалы прибора пока исключены из среднего сигнала. [10] [14]

При z=0,5 модель с космологической постоянной даёт +5,476 см/с, скалярная — +3,996 см/с. При z=1 значения равны +5,136 и +3,448 см/с, при z=3 — −4,946 и −5,319 см/с. Максимум модуля разности на выбранном интервале составляет 1,823 см/с около z=0,777. Нетривиальный переход через ноль происходит при z≈2,089 для постоянной и z≈1,945 для скаляра. Все числа относятся к заданным параметрам, а не к оценкам из наблюдений.

Проверим, какая часть разности сохраняется после подбора других космологических параметров. Зададим восемь условных измерений при z=0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 2,5; 3. Их средние равны скалярному прогнозу, случайная реализация шума не добавляется. Каждому приписывается независимая ошибка σ_i=1 см/с именно для разности двух эпох. Такая точность и покрытие не следуют из характеристик конкретного прибора. Вначале они нужны, чтобы отделить математическую различимость кривых от задачи построения установки.

К условным средним подбирается плоская модель с космологической постоянной. Дополнительно разрешим общий для восьми измерений остаточный сдвиг калибровки B в единицах см/с. Он отличается от безразмерного b в гауссовом профиле. Минимизируется сумма квадратов нормированных остатков:

$$Q(H_0, \Omega_{m0}, B) = \sum_{i=1}^{8} \frac{\left[\Delta v_\phi(z_i) - \Delta v_\Lambda(z_i; H_0, \Omega_{m0}) - B\right]^2}{\sigma_i^2}.$$

Если H_0=70, Ω_{m0}=0,3 и B=0 фиксированы, Q=11,007. После свободного подбора H_0 и Ω_{m0} при B=0 получается Q=0,333; минимум находится около H_0=57,106 км/с/Мпк и Ω_{m0}=0,31760. При свободном B минимум уменьшается до Q=0,317 с H_0≈55,696 км/с/Мпк, Ω_{m0}≈0,32336 и B≈0,246 см/с. Основную часть исходного различия поглощает свобода космологических параметров. Дополнительный общий сдвиг в этой конкретной сетке меняет результат гораздо слабее.

Здесь Q не является измеренной статистикой χ^2, вероятностью обнаружения или числом стандартных отклонений. Условные данные не содержат случайного шума, внешних ограничений на параметры и реальной ковариации ошибок. Нельзя объявлять найденные низкие H_0 допустимыми по совокупности космологических наблюдений: такие наблюдения в данном сравнении вообще не использовались. Их добавление потребует совместной функции правдоподобия и изменит цену компенсирующей подстройки.

Один общий B также не описывает все ошибки спектроскопии. У разных установок могут быть отдельные сдвиги и зависимые от длины волны искажения. Если каждой точке разрешить совершенно независимый неизвестный сдвиг, любое различие средних будет поглощено этими свободными параметрами. Следующий расчёт должен включать физически откалиброванную ковариацию, реальные спектры и отбор источников. Сравнивать только максимальное расстояние между двумя фиксированными кривыми для проектирования опыта недостаточно.

Численный результат дополнительно проверен через два световых пути. Сначала интегрируется изменение времени приёмника, затем заново решается условие равенства сопутствующего пути фотонов между тем же поглотителем и наблюдателем. Вычисление ведётся в малых приращениях масштабного фактора, чтобы избежать вычитания почти равных красных смещений. Для z=0,5 и z=3 обеих моделей отличие от линейной двадцатилетней формулы меньше $4 \cdot 10^{-8}$ см/с. Это проверка расчёта и малости конечного временного шага, а не проверка выбранного скалярного поля природой.

Профиль и локальное направление неразличимости

$$C_{ij} = \sigma^2 \delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j, \qquad u_i = \frac{z_i - \bar{z}}{\max_j |z_j - \bar{z}|}, \qquad \tau = 0.5 \text{ cm/s}$$

C фиксирована и положительно определена при σ > 0. Случайная амплитуда неравномерной по z моды u имеет нулевое среднее и гауссову дисперсию τ^2; её интегрирование даёт записанную ковариацию. Свободный общий сдвиг B — другой параметр: его вектор равен единице, тогда как сумма компонент u равна нулю. Нельзя одновременно независимо добавлять один и тот же случайный вклад в C и вновь учитывать его как отдельную неопределённость.

$$Q_* = \min_{H_0,\Omega_{m0},B} \left[\mathbf{r}^\mathsf{T} C^{-1} \mathbf{r} + \frac{(H_0 - 70)^2}{s_H^2} + \frac{(\Omega_{m0} - 0.3)^2}{s_m^2} + \frac{B^2}{s_B^2} \right], \qquad \mathbf{r} = \mathbf{y} - \mathbf{f}_\Lambda(H_0, \Omega_{m0}) - B\mathbf{1}$$

Член отсутствует, если соответствующее внешнее ограничение не задано. Все три условных внешних ограничения считаются независимыми и центрированными на входных значениях скалярной модели. Единицы s_H — км/с/Мпк, s_B — см/с; s_m безразмерна. При фиксированной Ω_{m0} дрейф линейно зависит от H_0, поэтому H_0 и B находятся из взвешенных линейных нормальных уравнений с соответствующими штрафами. Затем выполнен одномерный поиск минимума по Ω_{m0}. Это профиль квадратичного функционала, а не маргинальная вероятность модели.

$$\mathbf{d} = C^{-1/2}(\mathbf{y} - \mathbf{f}_0), \quad A = C^{-1/2} G, \quad P_\perp = I - AA^+, \quad Q_{\text{lin}} = \mathbf{d}^\mathsf{T} P_\perp \mathbf{d}$$

G содержит локальные производные предсказания по подстраиваемым параметрам; A^+ — псевдообратная матрица Мура — Пенроуза. Это известная линейная проекция после приведения ковариации к единичной форме. Она удаляет те компоненты различия, которые в первом порядке поглощаются изменением параметров. Гауссовы внешние ограничения включаются добавлением строк к вектору невязки и матрице отклика. Локальный результат нельзя подменять глобальным нелинейным профилем. В проверенном случае двадцати лет, σ = 1 см/с и без внешних ограничений Q_{lin} = 0,3177280257, тогда как нелинейный минимум равен 0,3166149159.

Выбор измерения как отдельная задача

$$U(d) = \mathbb{E}_{\mathbf{y}|d}[D_{\text{KL}}(p(M \mid \mathbf{y}, d) \,\|\, p(M))]$$

Это стандартная байесовская полезность для различения моделей: d обозначает план опыта, M — индекс модели, а ожидание берётся по предсказательному распределению возможных данных, усреднённому по моделям и их параметрам. Нужны нормированные априорные вероятности моделей, распределения параметров, модель шума и определённое множество планов. Полезность с учётом стоимости следует задавать отдельно. Такая величина исследована в литературе по планированию опытов; в приложенном коде она не вычисляется. Карта Q служит предварительной диагностикой и не заменяет U(d). [164]

Почему нормировка роста меняет вывод

В общей теории относительности для гладкого канонического поля и одной нерелятивистской компоненты на достаточно малых по сравнению с горизонтом масштабах линейный рост контраста плотности описывается уравнением:

$$D'' + \left(2 + \frac{E'}{E}\right) D' - \frac{3}{2}\Omega_m(N) D = 0.$$

В нашем упрощённом сравнении при a=0,01 обе модели имеют D=D′=0,01. Излучение и масштабная зависимость переноса массивных нейтрино не включены. Для гауссовой скалярной модели получается D(1)=0,75127, для модели с космологической постоянной — 0,77898. Отношение равно 0,96443. Это различие роста при одинаковой ранней нормировке в заявленном приближении.

При z=0,5 отношение прогнозов $f\sigma_8$ равно 0,92691, если сохранить общую раннюю нормировку. Если вместо этого вручную приравнять сегодняшний σ_8, отношение становится 0,96110. Обе операции математически допустимы, но отвечают разным экспериментальным вопросам. В первом случае проверяется совместное предсказание позднего роста из ранних условий; во втором часть различия заранее убрана перенормировкой. Равенство раннего D здесь служит приближённым заместителем общей первичной амплитуды, а не полноценным расчётом переноса возмущений.

Это уравнение нельзя без изменения использовать для модели, в которой тёмная материя обменивается энергией со скалярным полем. Там меняются фон и уравнения возмущений. Такое ограничение особенно существенно при обсуждении сценария тёмного измерения: общая форма графика расширения не разрешает переносить в него динамику другой теории. [63]

Два гладких будущих с общим прошлым

Построим отдельный логический пример. Вселенная плоская, присутствуют пыль и каноническое поле; излучение не включено. Плотность пыли равна $M\,a^{-3}$. Положительные Λ, S и M имеют размерность плотности энергии. Выберем общую нормировку $\varphi_A(0)=\varphi_B(0)=0$. Введём функцию, которая вместе со всеми производными обращается в ноль на прошлом участке:

$$g(N)=\begin{cases}0, & N\le 0,\\ e^{-1/N^2}, & N>0,\end{cases}\qquad F(N)=\int_0^N g(x)\,dx.$$

Две плотности поля и два уравнения состояния задаются так:

$$\rho_A=\Lambda+Se^{-3N},\qquad \rho_B=\rho_A e^{-3F},\qquad w_A=-\frac{\Lambda}{\Lambda+Se^{-3N}},\qquad w_B=w_A+g.$$

Закон сохранения выполнен для обеих моделей. На каждом конечном N имеем $1+w>0$, поэтому траекторию и потенциал можно восстановить обычным способом. Слагаемое $S\,a^{-3}$ обеспечивает ненулевую скорость поля в момент соединения, благодаря чему обратная функция $N(\varphi)$ гладка. Такое слагаемое в плотности скаляра не превращает его возмущения в пыль. [157]

$$\frac{d\phi}{dN}=M_{\mathrm{Pl}}\sqrt{3\Omega_\phi(1+w)},\qquad V=\frac{1-w}{2}\rho,\qquad H^2=\frac{Me^{-3N}+\rho}{3M_{\mathrm{Pl}}^2}.$$

Для A можно выписать потенциал явно. Выберем $\varphi(0)=0$, обозначим $C=2\sqrt{[S/(3(M+S))]}$ и $\varphi_\infty=M_{\mathrm{pl}}C\,\operatorname{arsinh}\sqrt{[(M+S)/\Lambda]}$. Тогда:

$$V_A(\phi)=\Lambda+\frac{\Lambda S}{2(M+S)}\sinh^2\!\left(\frac{\phi_\infty-\phi}{M_{\mathrm{Pl}}C}\right).$$

Потенциал A аналитичен и допускает продолжение через предельное значение поля. Потенциал B, полученный второй реконструкцией, бесконечно дифференцируем, но не является вещественно аналитическим в точке соединения. Это существенная предпосылка. Две аналитические функции в общей связной области не могли бы точно совпадать на открытом прошлом интервале и затем расходиться таким способом.

Для положительного N интеграл F имеет явное выражение и асимптотику:

$$F = Ne^{-1/N^2} - \sqrt{\pi}\,\operatorname{erfc}(1/N) = N - \sqrt{\pi} + \frac{1}{N} + O(N^{-3}).$$

У модели A плотность стремится к положительной постоянной, поэтому её будущее асимптотически де-ситтеровское. У B плотность поля ведёт себя как положительная константа, умноженная на a^{-3}; асимптотически $a \propto t^{2/3}$. В A будущий конформный интеграл сходится, в B расходится. Именно асимптотика устанавливает разницу горизонтов: конечного численного графика для такого вывода недостаточно.

Численная иллюстрация использует Λ=0,699, S=0,001 и M=0,300 в единицах сегодняшней критической плотности. При независимом контроле отдельное интегрирование уравнения поля воспроизвело плотность A с относительной ошибкой меньше 10−14. Для B на двух сетках потенциала максимальная относительная ошибка не превысила 2 × 10−9 на участке 0≤N≤8. Оба результата приведены в вычислительном комплекте. Пример не нарушает единственность задачи Коши: после соединения действуют разные потенциалы, то есть разные физические модели.

Совпадение доказано для однородного фона и линейных возмущений при общих начальных данных на общем прошлом участке. Конечная неоднородность может раньше фонового поля проникнуть в область отличающихся потенциалов. Полная нелинейная, непертурбативная квантовая или глобальная наблюдательная эквивалентность не доказана. Тем не менее пример показывает точный предел вывода о бесконечном будущем из восстановленного прошлого в указанном приближении.

Независимая проверка при зависимых картах

Для фиксированной космологии и топологии рассмотрим совместно гауссовы векторы температуры T и E-поляризации с нулевыми средними. Поляризацию нельзя считать независимой повторной реализацией температурной карты. Её условное среднее и условная ковариация имеют вид:

$$\mu_{E|T} = C_{ET}C_{TT}^{-1}T, \qquad \Sigma_{E|T} = C_{EE} - C_{ET}C_{TT}^{-1}C_{TE}.$$

Матрицы здесь должны описывать наблюдаемые данные: с маской неба, приборным шумом и соответствующим моделированием переднего плана. Сначала температурные данные ограничивают параметры θ, включающие размер, ориентацию и космологические параметры; затем прогноз поляризации усредняется по оставшейся неопределённости:

$$p(E|T) = \int p(E|T,\theta)\, p(\theta|T)\, d\theta.$$

Это и есть смысл проверки на другом канале: использовать его как предсказание той же модели, учитывая общую физическую информацию. Подстановка единственной наилучшей ориентации может завысить уверенность. В книге сформулирована программа такого анализа для выбранной топологии, но новый численный предел на размер пространства не получен. [138] [140] [137]

Фаза и шум в гравитационном опыте

Для двух систем с двумя ветвями каждая разность четырёх ньютоновских энергий определяет взаимодействие, способное запутать их состояния. Локальные фазовые слагаемые опущены, поскольку они не меняют запутанность:

$$E_{ij} = -\frac{Gm_A m_B}{r_{ij}}, \qquad g = \frac{E_{LL} + E_{RR} - E_{LR} - E_{RL}}{4\hbar}, \qquad H_{\mathrm{int}} = \hbar g Z_A Z_B.$$

При массах 10^{-14} кг и расстояниях $r_{LL}=r_{RR}$=450 мкм, r_{LR}=700 мкм, r_{RL}=200 мкм получается $|g|\approx 0{,}0314$ $с^{-1}$. Для начального произведения равных суперпозиций идеальная мера запутанности, называемая негативностью, равна $|\sin(2gt)|/2$. Первый максимум наступает приблизительно через 25 секунд. Это оценка фазового масштаба выбранной геометрии, а не проект уже работающего прибора. [149]

Рассмотренный в материалах шум задаётся отдельным марковским уравнением. Его конвенция существенна: когерентность одного кубита затухает со скоростью 2γ, а не γ.

$$\dot{\rho} = -ig[Z_A Z_B, \rho] + \sum_{j=A,B} \gamma_j (Z_j \rho Z_j - \rho), \qquad \gamma_j = \gamma_{\mathrm{env},j} + \eta|g|.$$

Для этой динамики и этого начального состояния раннее появление запутанности требует $g^2>\gamma_A\gamma_B$. Если каждому опыту разрешён отдельный неизвестный фон, разные разложения полной γ на обычную и гипотетическую составляющие могут совпадать. Неотрицательность вкладов иногда даёт консервативную верхнюю границу η, но сама по себе не определяет её значение. Нужны контролируемые изменения геометрии и независимая калибровка шума. Вывод о свойствах посредника также зависит от явно принятой структуры взаимодействия и локальности. [150] [151] [152]

Масштабы частиц и дополнительных направлений

Для волновой тёмной материи необходимо различать длину де Бройля с постоянной h и приведённую длину с $\hbar$. Следующие выражения задают принятые размерностные оценки; точные корреляционные масштабы зависят от распределения волн:

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{mv}, \qquad \ell_{\mathrm{coh}} = \frac{\hbar}{mv}, \qquad \tau_{\mathrm{coh}} = \frac{\hbar}{mv^2}.$$

При $mc^2=2\cdot10^{-20}$ эВ и v=20 км/с первые две оценки равны 30,115 и 4,793 пк. Коэффициент 2π меняет сравнение масштаба поля с размером звёздной системы. Но одна длина не определяет её нагрев: пространственно однородное ускорение перемещает систему целиком, поэтому для внутреннего нагрева нужны неоднородности силы и их временные корреляции. Космологическая доля такого вещества также не обязана автоматически равняться доле в центре конкретного гало. [45]

В отдельном примере с двумя равными плоскими дополнительными направлениями нормировка фундаментального масштаба фиксируется так:

$$M_{\mathrm{Pl}}^2 = (2\pi R)^2 \overline{M}_6^{\,4} = R^2 M_D^4, \qquad M_D = \sqrt{2\pi}\,\overline{M}_6.$$

При M_D=10 ТэВ радиус равен 4,805 мкм, а энергия первой моды — 0,0411 эВ. Рассмотренное в литературе звёздное ограничение около 0,6 эВ для первой моды в соответствующем

двумерном случае означало бы R≤0,329 мкм и M_D≥38,2 ТэВ в этой конвенции. Поэтому исходный пример с 10 ТэВ условно исключается, если применимы предпосылки расчёта охлаждения. Такой вывод не переносится автоматически на одно дополнительное измерение или на произвольную геометрию. [171] [132]

Почему частота не является готовым термометром

Для выбранной калибровки акустического источника гравитационных волн при фазовом переходе характерный размер пузырей и частота пика связаны следующим образом. Здесь v_{wall} — скорость стенки в единицах c, c_s=1/√3 — скорость звука в релятивистской плазме, β/H_* — обратная длительность перехода в единицах темпа расширения, g_* — число эффективных релятивистских степеней свободы. T_* обозначает температуру после перехода и связанного с ним разогрева. Оценка предполагает быстрый переход β/H_*≫1 и стандартное радиационное красное смещение без дополнительного позднего ввода энтропии. Параметр z_p описывает форму спектрального пика и не является космологическим красным смещением. [54]

$$H_* R_* \simeq (8\pi)^{1/3} \frac{\max(v_{\rm wall}, c_s)}{\beta/H_*}.$$

$$f_0 \simeq 2.6 \times 10^{-5}\,\mathrm{Hz}\,\frac{T_*}{100\,\mathrm{GeV}}\left(\frac{g_*}{100}\right)^{1/6}\frac{z_p/10}{H_* R_*}.$$

При v_{wall}=0,6, g_*=106,75 и z_p=10 переход с T_*=100 ГэВ и β/H_*=100 даёт тот же пик около 1,496 мГц, что и переход с T_*=1000 ГэВ и β/H_*=10. Из одной частоты нельзя восстановить температуру, не ограничив динамику источника. В этом примере амплитуда сигнала, время жизни акустических волн и вероятность обнаружения не вычислялись. Следующий физический шаг требует общего расчёта перехода, барионной асимметрии, лабораторных ограничений и спектра волн для одних параметров модели.

Условный пример переноса гравитационных волн

Здесь вычисляется только однородный перенос тензорной моды из главы о проверке гравитации. Длина волны много меньше масштаба изменения фона; её скорость равна c, дополнительная масса и преобразование в другие поля отсутствуют. Предполагается согласованная нормировка источника и отсутствие локальных переходов экранирования, меняющих значения M_* на концах пути. При этих условиях огибающая пропорциональна 1/(aM_*), поэтому:

$$\Xi(z) = \frac{M_*(0)}{M_*(z)} = \exp\left[\frac{1}{2}\int_0^z \frac{\alpha_M(\tilde{z})}{1+\tilde{z}}\,d\tilde{z}\right].$$

Знак интеграла можно проверить без численного решателя. Из α_M=d ln M_*^2/d ln a и a=1/(1+z) следует d ln M_*/dz=−α_M/[2(1+z)]. Интегрирование от источника к сегодняшнему наблюдателю даёт положительный знак в выражении для M_*(0)/M_*(z). При α_M=0 получаем Ξ=1; при z=0 отношение также равно единице. Эта проверка предотвращает смешение расстояния с обратным ему амплитудным множителем.

Для вычислительного примера, не претендующего на статус законченной теории, назначим $\alpha_M=\alpha_{M0}\,a^s$ при $s>0$. Тогда:

$$\Xi(z)=\exp\left\{\frac{\alpha_{M0}}{2s}\left[1-(1+z)^{-s}\right]\right\}.$$

При $\alpha_{M0}=0{,}1$ и $s=1$ для $z=0{,}5;\ 1;\ 2;\ 3$ получаются соответственно 1,016806; 1,025315; 1,033895; 1,038212. Адаптивная квадратура исходного интеграла воспроизводит аналитическое выражение с абсолютным расхождением меньше 10^{-13}. Относительный эффект при $z=1$ равен примерно 2,53 процента в расстоянии. Он не является оценкой достижимой чувствительности: распределение источников, ошибка ориентации и прибор здесь не рассчитывались.

Функция $\alpha_M(a)$ ещё не определяет скалярные возмущения, устойчивость и локальные тесты. Для них нужен полный согласованный набор уравнений. Кроме того, в указанных в основной главе экранированных моделях значение амплитудного отношения может измениться или вернуться к единице. Поэтому этот результат используется как контроль формулы переноса и пример нормировки, а не как доказательство существования допустимой новой гравитации. Входы, таблица и сравнение методов приведены в вычислительном комплекте.

Приложение Б

Исследовательские программы

Эти программы превращают вопросы книги в последовательность расчётов и измерений. Они используют опубликованные механизмы и общий метод главы 21: заранее определить модель, связать разные наблюдаемые общими параметрами и назвать результат, который заставит отказаться от проверяемой версии. Нынешний статус указан отдельно от следующего необходимого шага.

Программа 1 Поле тёмной энергии в космосе и лаборатории

Программа развивает главы 3, 8 и 10. Рассматривается каноническое скалярное поле с потенциалом $V(\varphi)$ и линейной связью изменения постоянной тонкой структуры с полем: $\Delta\alpha/\alpha = \zeta\Delta\varphi/M_{Pl}$. Один потенциал, одна траектория и одна связь ζ должны объяснять космологические и лабораторные данные. Фиксируется локальная модель без экранирования и без компенсирующих изменений других констант. Часы ограничивают произведение связи и скорости поля, поэтому эти величины нельзя разделить без дополнительных предпосылок. [60]

Физически сравнивают отношения частот разных оптических часов, спектральные линии далёких поглотителей и космологические расстояния. Повторные спектры тех же поглотителей проверяют изменение красного смещения; этот канал чувствителен к истории расширения и при $\zeta=0$. Для опытов свободного падения предварительно вычисляют скалярные заряды материалов. Контролируют дрейф эталонов, магнитные и температурные сдвиги и калибровку спектров. Конкуренты — приборные ошибки и другие меняющиеся константы. Предел нарушения принципа эквивалентности переводится в ограничение ζ через ту же модель взаимодействий. [61] [172]

Версия с объявленным диапазоном потенциала и ненулевой связи исключается, если допустимые области всех каналов не пересекаются. Для профиля главы 8 восстановлен потенциал, проверена однородная динамика и рассчитан дрейф красного смещения; последний пример выявил сильное вырождение с H_0 и долей материи. Следующий расчёт должен соединить реальные спектральные ошибки и внешние космологические ограничения, связать локальное поле с космологической траекторией и вывести заряды тел. Совместной подгонки наблюдений и защиты малой массы поля пока нет. Гауссов профиль применим на заявленном интервале, его точное бесконечное продолжение имеет описанный в главе 8 дефект. [59] [62]

Развитие первой программы — выполненная карта профилированного расхождения дрейфа при условных коррелированных ошибках и внешних ограничениях. Она показывает взаимодополняемость независимого H_0 и калибровки. Для реального выбора наблюдений ещё нужны модель прибора, стоимость и испытания на случайных реализациях из обеих космологий; они отделены от выполненного расчёта в вычислительном приложении.

Программа 2 Расширение, рост и перенос волн

В главах 3, 8 и 10 расстояния и структура рассматриваются как разные последствия одной динамики. Проверяемая версия использует общую теорию относительности, отдельно сохраняющуюся материю и каноническое поле. Первичная амплитуда и наклон задаются в общей ранней эпохе; передаточные функции рассчитываются из согласованной истории. Подгонять

сегодняшнюю амплитуду заново для каждого канала нельзя. Приближение гладкого поля допустимо только там, где проверена малость его возмущений, прежде всего в соответствующем подгоризонтальном режиме.

Спектроскопические обзоры измеряют BAO и анизотропию распределения галактик, изображения галактик дают слабое линзирование, сверхновые — относительные расстояния. Общая модель предсказывает каждый наблюдаемый сигнал вместе с отбором объектов. С ней сравнивают постоянную Λ и конкретные изменения гравитации. Совместно учитываются нелинейная эволюция, барионная обратная связь, распределение красных смещений, связь галактик с веществом и масса нейтрино. Перекрывающиеся объёмы обзоров требуют общей ковариации. [58] [73] [74]

Версия отвергается, если объясняющая расстояния область параметров требует роста, несовместимого с данными после согласования начальных условий и помех. Следующий шаг — реализовать фон и возмущения в одном космологическом коде и проверить оставленную выборку без новой нормировки. В книге проверена иллюстрационная фоновая динамика; полного совместного анализа ещё нет. Формулы для отдельно сохраняющейся материи и гладкого поля нельзя переносить на взаимодействующий тёмный сектор программы 11.

Дополнительная проверка второй программы — гравитационно-волновое расстояние. В выбранной теории выводят его вместе с ростом и линзированием, включая генерацию волн и возможное экранирование. Общая область параметров должна выдержать все каналы. Сравнение не считается тестом одной теории, если в каждом канале независимо назначена удобная свободная функция. Условный пример переноса в приложении проверяет только аналитическую связь при объявленном фоне.

Программа 3 Один ранний эпизод и несколько статистик

Для вопросов глав 11–14 выбираются два конкретных конкурента на общем инфляционном фоне. Первый содержит краткое уменьшение скорости звука возмущений; время, ширина и амплитуда эпизода входят в фиксированное действие. Второй задаёт гауссово возбуждённое состояние в определённой полосе масштабов с нулевыми начальными трёхточечными корреляциями. Кубические взаимодействия и последующий биспектр выводятся из каждого описания. Независимо подбирать фазу биспектра после настройки мощности недопустимо. Эти механизмы имеют известные предшествующие исследования. [89] [91] [90]

По многочастотным картам реликтового излучения измеряют температурную и E-поляризационную мощность и трёхточечные корреляции разных конфигураций. Инструментальная реализация требует контроля луча, угла поляризации, шума и галактического излучения. Через одинаковые маски и обработку пропускают искусственные карты обеих моделей и гладкого базового сценария. Температуру и поляризацию анализируют совместно; перебор положения и ширины особенности включают в калибровку значимости. Галактические данные добавляют лишь после расчёта нелинейного переноса.

Исключается ненулевая реализация, если параметры, объясняющие мощность, требуют доступного измерению биспектра, который отвергнут данными. Следующий расчёт сначала должен установить, существует ли в выбранной паре практически одинаковая двухточечная статистика, а затем определить выигрыш остальных наблюдаемых. Сейчас подготовлена спецификация, но её различимость не вычислена. Предпочтение возбуждённого состояния ещё не доказывает отскок: для такого вывода нужна самостоятельная модель его происхождения.

К третьей программе добавляется пространственная корреляция μ-искажений с температурой CMB. Две модели могут иметь близкую среднюю энергию, выделенную при затухании малых возмущений, и разную связь длинных и коротких мод. Сначала выводят их общий биспектр и перенос, затем моделируют спектральную очистку, утечку температуры и общую ковариацию. Первичный механизм остаётся одним; отдельные амплитуды каждого канала нельзя независимо назначить после просмотра результата.

Программа 4 Топология через условный прогноз поляризации

Продолжение глав 1, 15 и 17 проверяет кубический трёхмерный тор с общим размером L, ориентацией и заданным первичным спектром. Эти параметры определяют дискретные пространственные моды и полную температурно-поляризационную ковариацию. По температуре получают распределение геометрий, затем вычисляют условное распределение E-поляризации с учётом уже измеренной температуры. Усредняют по допустимым геометриям, сохраняя неопределённость прогноза. Одна лучшая ориентация не заменяет этого распределения. [2] [140]

Измерительным материалом служат карты температуры и поляризации CMB. Теоретическую ковариацию проводят через реальный луч, пикселизацию и маску неба; добавляют шум и коррелированные ошибки очистки обеих карт. В искусственных данных повторяют весь поиск L и ориентации. Конкурентами выступают некомпактная плоская модель, первичная анизотропия, поляризационная калибровка и допустимые физические вращения поляризации. Совпадающие окружности используются там, где выбранная геометрия действительно предсказывает их. Тензорный прогноз сам по себе не описывает полное наблюдаемое небо.

Опровергается определённый диапазон размеров и ориентаций, если обязательная корреляционная картина отсутствует при достаточной мощности теста. Следующий продукт — вычислительная ковариация с проверенным пределом большого L и откалиброванный условный поляризационный тест. Пока подготовлен протокол; нового ограничения размера нет. Необнаружение слишком слабой картины не доказывает бесконечность пространства и не проверяет автоматически сценарии других миров главы 18. Космическая дисперсия остаётся даже при идеальном приборе. [7]

Программа 5 Два дополнительных направления и общая шкала

В главе 16 задана модель двух равных плоских компактных направлений с периодом $2\pi R$. При принятой нормировке $\bar{M}_{Pl}^2 = R^2 M_D^4$ радиус, первая KK-энергия $\hbar c/R$ и фундаментальный масштаб связаны. Нужно также задать стабилизацию геометрии и взаимодействия всей башни состояний. Иллюстрация $M_D = 10$ ТэВ даёт $R \approx 4{,}805$ микрометра и первую энергию около 0,041 эВ; это вычисленная точка, жизнеспособность которой проверяется отдельно. [128]

Торсионный детектор с движущимся аттрактором измеряет отклонение силы от ньютоновской зависимости; сигнал рассчитывается для реальных размеров тел. Контролируются заряды поверхностей, вибрации и другие негравитационные силы. Астрофизический канал проверяет рождение KK-состояний и потерю энергии горячим веществом. Здесь существенны профиль сверхновой, взаимодействия пионов, условия свободного ухода и возможные распады. Конкуренты лабораторного эффекта включают новые силы без дополнительных измерений. [129] [132]

Консервативное астрофизическое требование первой KK-энергии не ниже примерно 0,6 эВ переводится в $R \lesssim 0{,}329$ микрометра и $M_D \gtrsim 38{,}2$ ТэВ в этой нормировке. Следовательно, первоначальная 10-ТэВ точка условно исключена там, где применимы предпосылки оценки; заменять её молча другой моделью нельзя. Следующий расчёт должен выделить совместно допустимый диапазон и свернуть его силовой прогноз с геометрией установки. Сейчас проверены только переводы масштабов. Полная совместная подгонка, включая охлаждение и стабилизацию, отсутствует; ограничения распадов требуют собственной модели населённости состояний. [133] [132] [134]

Программа 6 Гравитационная фаза и дополнительная потеря когерентности

В программе главы 19 две массы готовятся в пространственных суперпозициях. Одна геометрия определяет запутывающее ньютоновское взаимодействие g. В локальном уравнении без памяти скорости дефазировки $\gamma_i = \gamma_{env,i} + \eta|g|$ при $\eta \geq 0$. Параметр η общий для серий с разными расстояниями и временем ожидания. Обычный шум задаётся проверяемой моделью среды. Конкурирующий классический канал измерения и обратной связи требует отдельного вывода для выбранного интерферометра. [149] [153]

Измеряют относительные фазы, контраст интерференции и корреляции, необходимые для свидетеля запутанности. Проводят контрольные последовательности с подавленным гравитационным вкладом и похожими импульсами. Независимо ограничивают заряды, поверхностные электрические неоднородности, магнитные градиенты, вибрации, газ и тепловое излучение. Электромагнитный канал способен создавать настоящую запутанность, поэтому его нельзя заменить добавочным шумом. Интерпретация результата требует явных предпосылок о локальности и свойствах посредника. [150] [151]

Заданная динамика исключается, если распределение фаз и корреляций несовместимо с данными и контролями. При произвольном независимом шуме каждой серии η однозначно не восстанавливается. Однако неотрицательность $\gamma_{env,i}$ позволяет получить консервативную верхнюю границу η из полной дефазировки с учётом ошибок. Следующий шаг — вывести общий шумовой отклик и проверить различимость моделей на искусственных данных. Сейчас имеются иллюстрационная динамика и анализ этой неоднозначности; нового экспериментального ограничения η нет.

Программа 7 Саморассеяние материи в галактиках и линзах

В продолжение главы 6 предполагается, что вся тёмная материя упруго рассеивается сама на себе. Выбирается известная двухпараметрическая угловая модель с нормировкой s_0 и характерной скоростью ω. Один закон рассеяния должен описать разреженные центры одних гало и плотные центры других через различную эволюцию. Массы, концентрации, возраст и барионные истории объектов подчиняются общим популяционным распределениям; отдельное сечение для каждой галактики не допускается. [43] [42]

Радиоинтерферометрия нейтрального водорода и пространственно разрешённая оптическая спектроскопия дают поля скоростей малых галактик. Изображения сильнолинзированных дуг ограничивают массы, профили и количество возмущающих гало. Искусственные возмущения внедряют в изображения, чтобы измерить вероятность обнаружения. Конкурент — холодная бесстолкновительная материя с барионной обратной связью; обе модели должны получать

одинаковую свободу историй. Контролируют наклон диска, некруговые движения, основную линзу, фоновый источник и структуры вдоль луча зрения. [44]

Двухпараметрическая версия терпит неуспех, если общая область s_0 и ω не описывает оба ансамбля либо требует обнаружимой доли плотных гало, которой нет. Следующий расчёт должен откалибровать теплоперенос и коллапс на эволюционных симуляциях, а затем предсказать заранее отложенную выборку. Полное, транспортное и теплопереносное сечения нельзя подменять друг другом. В книге выполнена только иллюстрация физических масштабов; общего популяционного анализа кинематики и линз пока нет.

Программа 8 Волновая материя от квазаров до звёзд

Вторая программа главы 6 задаёт свободное ультралёгкое поле, взаимодействующее гравитационно, и возможную примесь обычной холодной тёмной материи. Общие параметры — масса m и космологическая доля поля f. Начальный спектр и передаточные функции рассчитываются согласованно. Локальная плотность волнового компонента в каждом гало выводится из той же смешанной модели; её нельзя независимо выбирать, чтобы спасти любой звёздный объект. Раннее сглаживание структуры и поздняя динамика должны иметь одну физическую причину.

Спектрографы высокого разрешения измеряют пропускание в лесу Лайман-α далёких квазаров. Повторная звёздная спектроскопия и глубокие изображения дают внутренние скорости, размеры и возраст старых холодных систем. Конкуренты — тёплая материя и изменения первичного спектра в раннем канале, приливы и двойные звёзды в позднем. Контролируются тепловая история газа, ионизующий фон, металлы, начальная компактность и орбиты. Общее ускорение всей звёздной системы не считается её внутренним нагревом. [45] [46]

Выбранная область m и f исключается, если удовлетворяющие ранним данным параметры не позволяют сохраняться наблюдаемым холодным системам при допустимых историях. Следующий шаг соединяет гидродинамический прогноз спектров с эволюцией волнового поля, самогравитацией звёзд и когерентными приливными силами. Проверяется оставленная популяция, включая отбор объектов. Пока рассчитаны только характерные длины и частоты: новый совместный предел массы не получен. Наблюдательная неразличимость слабого эффекта не подтверждает поле.

Программа 9 Два тяжёлых нейтрино и барионный избыток

Для глав 4 и 7 фиксируется минимальная модель двух HNL с матрицей связей F и массами M_1, M_2. Температура разогрева заранее выбрана достаточно высокой, далее действует радиационное доминирование. Начальные населённости HNL и асимметричные заряды равны нулю; позднее разбавление энтропией отсутствует. Одни F и M определяют лёгкие нейтринные массы, производство тяжёлых состояний, распады и барионный выход Y_B. Третий HNL или заданная прежняя асимметрия означали бы другую проверяемую гипотезу. [48] [51]

На ускорителях ищут рождение HNL в распадах мезонов и W, измеряют удалённые вершины, время жизни и лептонные каналы. Их сопоставляют с осцилляциями нейтрино и двойным бета-распадом без нейтрино. В последнем учитывают лёгкий и тяжёлый обмен и их интерференцию. Главные неопределённости связаны с производством частиц, геометрией чувствительной области детектора, эффективностью восстановления вершины и ядерными

матричными элементами. Космологическая часть дополнительно проверяет первичный нуклеосинтез и поздние распады. [50] [173]

Модель исключается, если наблюдаемый интервал Y_B с правильным знаком не входит в достижимое множество лабораторно допустимых параметров. Следующий расчёт — воспроизвести контрольные точки матричной квантовой кинетики, включая когерентность, термальные скорости, перераспределение зарядов и сфалероны; затем построить диапазон Y_B при фиксированных доступных измерению массах и смешиваниях. Приближения кинетики должны иметь оценённую погрешность. Сейчас составлен паспорт известного механизма; новый скан не выполнен. Одного обнаружения HNL для восстановления происхождения вещества недостаточно.

Программа 10 Синглетный переход и общий источник CP-нарушения

Другая проверка главы 7 выбирает Стандартную модель с одним вещественным скаляром S, фиксированным перенормируемым потенциалом и CP-нарушающим оператором размерности пять, связывающим S, Хиггс и топ-кварк с коэффициентом c_t/Λ. Массы, смешивание и коэффициенты потенциала общие для всех расчётов. Переход должен завершиться, а созданный заряд — сохраниться. Профиль, толщина и скорость стенки пузыря входят одновременно в расчёт переноса частиц и возможного гравитационно-волнового источника. [52]

Ускорители проверяют свойства скаляров и CP-чувствительные корреляции топ-кварков. Молекулярная спектроскопия с обращением полей ограничивает электрические дипольные и другие CP-нарушающие взаимодействия. Сдвиг частоты может зависеть от нескольких операторов, поэтому один предел EDM нельзя без пересчёта применять к произвольной комбинации. Гравитационно-волновой спектр сравнивают с шумом интерферометра и астрофизическими фонами. Конкуренты — переход без достаточного барионного выхода, иной источник CP-нарушения и волны из скрытого сектора. [53] [54]

Сценарий отвергается, если никакой лабораторно допустимый завершённый переход не даёт нужного Y_B без последующего стирания асимметрии и выхода за область эффективной теории. Следующий шаг — согласованный скан потенциала, рождения пузырей, стенок и квантового переноса с выводом всех лабораторных сигналов. Для волн используется та же скорость стенки. Пока выполнена лишь иллюстрационная частотная калибровка, а Y_B не рассчитан. Частота сама не определяет температуру, отсутствие слабых волн не исключает весь механизм.

Программа 11 Один радиус и взаимодействующий тёмный сектор

Связка глав 6, 8, 15 и 16 выбирает конкретную реализацию Dark Dimension с одним большим компактным направлением. Радиус R(u), потенциал поля, KK-спектр и связи тёмной материи происходят из одной геометрии. В опубликованном примере потенциал и масса тёмной материи экспоненциально зависят от поля. Переменная масса вызывает обмен энергией, поэтому фон и возмущения выводятся совместно. Это другой объект, чем двумерный тор программы 5. [135] [63]

Измеряют космологические расстояния и рост структуры, короткодистанционную силу в лаборатории, астрофизические потери энергии и возможные распады. Часы и свободное падение подключаются, если выбранная компактификация предсказывает соответствующие связи

с обычным веществом. Один набор радиуса, его полевой зависимости, потенциала и населённости KK-состояний должен пройти все каналы. Контролируются калибровки сверхновых, барионная обратная связь, нейтрино, поверхностные силы и свойства горячего звёздного вещества. Конкурентами служат несвязанные поля и отдельные новые силы.

Ограниченная реализация исключается при отсутствии общей допустимой области после учёта этих неопределённостей. Следующий продукт — независимая реализация выбранного действия, связанных фоновых и линейных уравнений и силового сигнала реальной установки. Стабилизация радиуса и область применимости требуют собственной проверки. Опубликованный космологический анализ существует, но в программе книги он не воспроизведён. Известные результаты о стабилизации разных геометрий нельзя просто склеить в завершённую модель; собственные связи поля и материи должны сохраняться во всех вычислениях. [134]

Программа 12 Гравитация вакуума без повторной настройки

Задача — проверить, сохраняется ли малый гравитационный вклад вакуума при изменении описания материи. Фиксируются две постановки: OTO с заданным перенормированным постоянным членом и исходная глобальная модель отделения вакуумного вклада Калопера и Падильи. Их нельзя смешивать с более поздними локальными версиями без нового определения действия и условий. Указываются область пространства-времени, граничные условия, поля материи и порядок квантовых поправок. Сначала проверяют, допускает ли выбранное решение требуемое глобальное усреднение.

Первый расчёт добавляет постоянный сдвиг к лагранжиану материи и выводит изменение гравитационного уравнения при сохранении остальных предпосылок. Второй вводит заданный фазовый переход с явной историей вакуумного вклада. Механизм, устраняющий постоянную часть, не обязан устранять временно меняющийся остаток. Поэтому отдельно вычисляют реакцию расширения и проверяют закон сохранения. Свободные параметры не подстраивают заново после просмотра каждого результата.

Следующий физический шаг возникает после получения конкретного H(z) и возмущений: сравнение с горячей историей, расстояниями и ростом структуры. Полезный результат — допустимая область переходов и поправок либо точное место, где механизм перестаёт выполнять заявленную задачу. Лаборатория не может по желанию изменить постоянный вакуумный член всей Вселенной. Нынешний статус программы — согласованная постановка сравнения; новый расчёт космологического фазового перехода и доказательство полной радиативной устойчивости здесь не выполнены.

Программа 13 Два происхождения дефицита малых структур

Сравниваются холодная тёмная материя с изменённым первичным спектром и один определённый вариант тёплой тёмной материи с гладким первичным спектром. У тёплой компоненты задаются масса, распределение импульсов и доля плотности. Первичная модификация получает конечный набор параметров, который фиксируется до анализа. Обе модели подбираются к близкому спектру 21-см неоднородностей на выбранной опорной эпохе. Это создаёт содержательную проверку: дополнительный канал должен различать причины, уже похожие в первом измерении.

На следующем шаге вычисляют несколько эпох, зависимость от направления к лучу зрения и допустимую нелинейную статистику. Физически потребуются многочастотные радиокарты до сильного влияния звёзд. В модель наблюдения включают частотную диаграмму антенны, передний план, калибровки, потерянные моды и тепловую историю водорода. Много эпох не гарантируют успеха: если после опорного времени обе модели имеют одинаковые передаточные функции и рост, дополнительное линейное наблюдение может не содержать нового различия.

Нужный продукт — карта различимости в пространстве масштаба, красного смещения и ошибки, с повторным подбором допустимых параметров конкурента. Должны сохраняться и области, где обратная задача остаётся неоднозначной. До переноса на конкретный проект карту переводят в требования к площади массива, базам, полосе и устойчивости калибровки. В книге рассчитано соответствие частот и эпох; совместная симуляция двух космологий с инструментом остаётся открытой частью.

Программа 14 Нейтринная среда и её акустический след

Выбирается одно микроскопическое нейтринное взаимодействие с заданными массами и константами связи. Из него получают столкновительный член, а не произвольную поправку к спектру СМВ. Конкурентом служит стандартное свободное распространение при близкой общей плотности релятивистских частиц. Если взаимодействие переносит энергию между компонентами или меняет число частиц, это изменение включают в фоновые уравнения и начальное распределение.

Вычислительная проверка начинается с сохранения энергии и правильного перехода между сильно взаимодействующей средой и свободным распространением. Затем рассчитывают совместные температурные и поляризационные спектры, варьируя барионную плотность, первичный спектр и калибровки. Физический критерий — обязательная согласованная фазовая и амплитудная структура, которую нельзя убрать разрешённой перенастройкой. Одно значение N_{eff} не описывает все эти свойства.

После космологического анализа можно продолжить распределение нейтрино до сегодняшнего дня и вычислить захват тритием с учётом масс, смешивания и локального сгущения. Энергетическое разрешение, фон бета-распада и свойства мишени входят в модель события. Результат должен связать ранние параметры с обоими каналами или показать, почему эта связь не определяется однозначно. В книге приведены стандартный температурный ориентир и маршрут проверки; новый Болцмановский расчёт взаимодействующей среды и лабораторная чувствительность не заявляются.

Программа 15 Квантовая динамика и классический конкурент

Начальный контроль уже дан в книге: квантовая и классическая системы с совпадающим положительным гауссовым распределением в фазовом пространстве могут по-разному развивать высшие моменты при нелинейном взаимодействии. Он проверяет код и смысл начального сопоставления. Открытая космологическая часть начинается с одного заданного взаимодействия инфляционных возмущений, конечного начального времени и явно выбранного класса классических статистических состояний.

Сначала согласуют те начальные симметризованные корреляции, которые должны быть одинаковыми. Затем независимыми методами вычисляют последующее развитие, включая порядок приближения и перенормировку. Для каждого отличия указывается наблюдаемая статистика: например, конкретная конфигурация биспектра после переноса в CMB или распределение вещества. Численно малый квантовый вклад сравнивается с ошибкой приближения и точностью классического интегратора прежде, чем с точностью прибора.

Физическая проверка требует модели маски, шума, нелинейной эволюции и возможных классических имитаторов. Классическому конкуренту разрешают только заранее объявленную свободу. Если различие исчезает после её учёта, выбранная статистика не решает задачу. Если сохраняется, исключается именно проверенное семейство; универсальное отрицание всех классических объяснений потребовало бы другого доказательства. Выполненный осцилляторный контроль не является измерением квантового происхождения Вселенной. Цель продолжения — установить, переживает ли аналогичное различие физический перенос и реальную точность наблюдения.

Программа 16 История расширения в переносе гравитационных волн

Фиксируются две ранние истории после инфляции, допустимые до начала проверенной горячей фазы. В одной сразу начинается выбранная радиационная история, в другой присутствует промежуточная эпоха с определённым уравнением состояния и механизмом завершения. Обе истории должны выполнять ограничения нуклеосинтеза и закона сохранения. Первичный тензорный спектр получает заранее ограниченное семейство форм; при произвольной функции спектра обратная задача может оставаться неидентифицируемой.

Волновые уравнения интегрируются через переходы с проверкой сходимости, затем рассчитывается сегодняшняя спектральная плотность. Пары моделей подбирают к близкому сигналу в одной частотной полосе. Следующая полоса и CMB-поляризация проверяют предсказание того же набора параметров. Источники вроде фазовых переходов и космических струн рассматриваются отдельно, поскольку они меняют сам механизм рождения волн.

Физическая программа включает калибровку детекторов, коррелированный шум и остаточный астрофизический фон. Её продукт — области частот и ошибок, где обязательно различаются выбранные истории, и области, где изменение начального спектра их маскирует. Нельзя заменять такое сравнение обещанием определить температуру разогрева из одного пика. В книге уже выполнена иллюстрация вырождения частоты фазового перехода; полный новый многодиапазонный анализ остаётся задачей.

Программа 17 Информация испаряющейся чёрной дыры

Выбирается конкретная двумерная модель гравитации Джекива — Тейтельбойма, связанная с конформным полем и внешним резервуаром. Действие, состояние, граничная траектория, связь с резервуаром и режим полуклассического приближения задаются полностью. Первое исследование воспроизводит экстремумы обобщённой энтропии и переход между допустимыми ветвями. Одного графика, похожего на кривую Пейджа, недостаточно: нужно показать происхождение каждой ветви из тех же уравнений.

Затем меняют один физический элемент — начальное состояние или режим связи — и проверяют, сохраняется ли вывод. Независимый расчёт должен различать энтропию подсистемы,

тепловую энтропию и энтропию всей закрытой системы. Учитываются точность приближения и возможные изменения области, которую алгоритм относит к подсистеме излучения. Негладкость приближённого минимума двух ветвей сама по себе не означает физическую сингулярность.

Ближайшая проверка здесь математическая и вычислительная. Возможная лабораторная имитация проверяет отображение выбранной системы на модель, а не астрофизическое испарение как таковое. Перенос результата на четырёхмерную чёрную дыру или космологический горизонт требует отдельного вывода. В книге объяснён теоретический маршрут; новый расчёт кривой Пейджа не выполнен. Полезное продолжение — воспроизводимый набор условий, при которых вывод устойчив, и точная граница его применимости.

Приложение B

Вычислительные задачи и воспроизведение

Это приложение различает выполненные вычисления, проверки метода и будущие исследования. Для задачи D1 приведены программы, входные данные и контрольные значения. Задачи D2 и D3 остаются спецификациями исследований ранних особенностей и популяций тёмной материи. Для них не заявлены готовый генератор, обучение нейросети или новый физический предел.

Как воспроизвести выполненное вычисление

Команды запуска и требования к программному окружению приведены в сопроводительной инструкции к расчётам. Различия последних десятичных знаков между платформами допустимы; они не должны изменять объявленные контрольные результаты в пределах установленного допуска.

Задача D1 и паспорт модели и входных данных

Целевая модель — плоская однородная космология с сохраняющейся нерелятивистской материей и каноническим скалярным полем. Входные параметры $H_0 = 70$ км/с/Мпк и $\Omega_{m0} = 0{,}3$ задаются автором. Уравнение состояния имеет профиль $1 + w = A \exp[-(\ln(1 + z) - b)^2/(2s^2)]$, где $A = 0{,}25$, $s = 0{,}2$ и $b = \ln(1{,}5)$. Плотность поля следует из уравнения непрерывности. Это существующий расчётный пример книги; он не подогнан к наблюдениям.

Вектор z равен [0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 2,5; 3]. Расчёт среднего дрейфа предполагает сопутствующие источники и пренебрегает излучением на этом диапазоне красных смещений. Собственные ускорения поглощающих систем не включены. Скоростной сдвиг за интервал Δt вычисляется как $c\Delta t[H_0 - H(z)/(1 + z)]$ с согласованным переводом единиц. Рассмотрены 20 и 40 юлианских лет. Это определение среднего сигнала не является моделью измерения реальных спектральных линий.

Независимая ошибка σ принимает значения 0,1; 0,15; 0,2; 0,3; 0,5; 0,7; 1; 1,5 и 2 см/с. Полная ковариация задана формулой $C_{ij} = \sigma^2\delta_{ij} + \tau^2 u_i u_j$, где τ = 0,5 см/с, а u = [−0,76; −0,6; −0,44; −0,28; 0,04; 0,36; 0,68; 1]. Коррелированная амплитуда имеет нулевое среднее. Свободный общий сдвиг B изменяет среднее предсказание и не совпадает с этой модой. При изменении интервала обе составляющие ковариации искусственно сохраняются.

Конкурирующее семейство — плоская модель с космологической постоянной. Профилируются H_0, Ω_{m0} и B. Во внешнем условном ограничении H_0 центр всегда равен 70 км/с/Мпк, ширина sH принимает значения 0,2; 0,5; 1; 2; 5; 10 км/с/Мпк либо ограничение отсутствует. Девять ошибок, семь вариантов H_0 и два интервала образуют 126 строк основного скана. Внешняя оценка считается независимой от дрейфа; применимость такого предположения к настоящим данным отдельно не исследована.

Ещё 14 строк сравнивают семь сочетаний условных ограничений для каждого интервала при σ = 1 см/с. Используются ширины $sH = 1$ км/с/Мпк, $s\Omega = 0{,}01$ и $sB = 0{,}1$ см/с с центрами 70; 0,3 и 0. При фиксированной Ω_{m0} параметры H_0 и B решаются линейно. Минимум по Ω_{m0} ищется по сетке из 1201 точки с уточнением найденных локальных минимумов. Диапазоны

поиска H_0 от 20 до 140 и Ω_{m0} от 0,01 до 0,99 являются численными ограничителями; ни один итоговый минимум их не достигает.

Контрольные результаты и границы вывода

Для двадцати лет и σ = 1 см/с без внешних ограничений Q = 0,31661491586716844. С ограничением H_0 ширины 1 получается 1,5650711955566339; с отдельным ограничением B ширины 0,1 получается 0,33152500553204495; с обоими — 3,4200771730750636. При добавлении всех трёх ограничений Q = 5,694309749083916. Эти числа измеряют остаточное расхождение кривых без добавленного шума после подстройки и добавления условных штрафов. Они не являются статистической значимостью, вероятностью обнаружения, байесовским свидетельством или ожидаемым информационным выигрышем.

Отдельная трёхпараметрическая оптимизация проверяет четыре сочетания ограничений: максимальное абсолютное расхождение Q равно 9,77 × 10−15. При выключении коррелированной моды получено 0,31681625152981635. Без внешних ограничений переход от двадцати к сорока годам даёт Q40/Q20 = 4 для всех девяти σ. Во всём основном скане усиление ограничения H0 не уменьшает минимум. Проверены положительная определённость C и совпадение двух реализаций локальной линейной проекции. Нелинейный профиль и локальная проекция имеют разные значения. Эти проверки относятся к данному вычислительному примеру.

При независимом контроле плотность скалярного поля вычисляется заново квадратурой по красному смещению, а H0, Ωm0 и B подбираются совместно. Функции сигнала и профиля из проверяемого модуля не импортируются. На семи сочетаниях ограничений двадцатилетнего примера максимальное абсолютное различие Q составило 1,42 × 10−14 при установленном допуске 10−8. Отчёт приведён в вычислительном комплекте. Согласие реализаций проверяет вычисление при общих физических допущениях; ошибку самих допущений оно не исключает.

Задача D2 и ранние особенности

Цель — найти область различимости двух заданных ранних механизмов после того, как они допускают близкий спектр мощности. Входом должны стать действия или состояния, начальные условия, допустимые параметры, общий перенос к наблюдениям и модель ошибок. Требуется вычислить спектр мощности и биспектр из одного набора параметров, затем оценить, какое различие сохраняется после совместной подстройки. Начальный контроль — восстановление гладкого предела при выключении особенности и независимое подтверждение нормировок. Следующий результат — воспроизводимая область вырождения, а не одна выбранная красивая кривая.

Имеющиеся иллюстрации ранних особенностей могут служить начальной диагностикой формы, но не заменяют вывод совместных статистик из конкретного механизма. В спецификации нет готовой команды запуска, поскольку полный генератор ещё не создан. Для завершения нужны устойчивое решение возмущений, выбранный порядок приближения, перенос, передние планы и совместная ковариация. После этого можно проверять эмуляцию и SBI на отдельных наборах. Успех будет определяться воспроизводимым различием при объявленных условиях и калиброванной частотой ошибок, а также явным указанием области, где различения нет.

Задача D3 и популяции тёмной материи

Цель — проверить одну заданную зависимость саморассеяния от скорости на нескольких популяциях, сравнив её с выбранной моделью холодной тёмной материи и астрофизической обратной связи. Микрофизические параметры остаются общими; истории формирования и параметры наблюдения варьируются по объектам в рамках заданной иерархической модели. Входами станут ансамбли симуляций, модель отбора, измеряемые характеристики галактик и линз и оценки ошибок. Обучение и проверку следует разделять по объектам, историям и, в отдельном испытании, по физическим предписаниям симулятора.

Книга пока предоставляет постановку этой задачи. Простая иллюстрация профиля плотности не является достаточным популяционным генератором. Необходимы независимые контрольные реализации, проверка переноса между астрофизическими описаниями и предсказание для отложенной популяции без новой настройки общей микрофизики. Возможный содержательный итог — обнаружение неустранимого несогласия в части пространства параметров либо установление остающейся вырожденности. Численный предел сечения взаимодействия потребует настоящих наблюдений и проверенной процедуры вывода. До этого момента поле результата в машиночитаемой задаче остаётся незаполненным.

Три уровня завершения задачи

Первый уровень — вычислительный эталон: фиксированные входы, работоспособная команда, контрольные результаты и определённый допуск. На этом уровне находится D1. Второй уровень — проверка вывода на симулированных данных: шумовые реализации обеих моделей, заранее объявленное правило выбора, частота ошибок, проверки калибровки и устойчивости к указанному несоответствию генератора. Этот уровень ещё предстоит выполнить для всех трёх задач. Третий уровень — физическое исследование: данные, аппаратные характеристики, модель отбора и независимые проверки главных систематических эффектов.

Переход между уровнями сопровождается новым зафиксированным результатом. Ускорение программы учитывается вместе с ошибкой; расширение модели — вместе с изменением области применимости; добавление наблюдения — вместе с зависимостями его неопределённостей. Отсутствие различимости тоже является полезным ответом, если оно установлено для ясно определённого класса моделей и измерений. Такой порядок позволяет учёным и системам ИИ продолжать работу по одному паспорту задачи, сохраняя происхождение каждого вывода и не приписывая предварительному расчёту возможностей, которых он ещё не имеет.

Дополнительные контрольные расчёты

Дополнительная программа повторяет интегралы возраста и расстояний, реконструкцию скалярного потенциала с отдельным решением уравнения поля, проверку адиабатической производной, упрощённый линейный рост и переводы физических масштабов. Вычислительный комплект содержит входы, результаты и ошибки. Числа соответствуют учебным допущениям приложения A; полного решения пространственных возмущений и подгонки наблюдений здесь нет.

Отдельная программа проверяет две фоновые реконструкции из главы 20. Для A используется явный потенциал, для B — параметрическая реконструкция на двух сетках. Общая про-

шлая история следует из определения функции переключения; разные горизонты — из её аналитической асимптотики. Конечная сетка проверяет реализацию на выбранном интервале и не заменяет эти аргументы. Результаты приведены в вычислительном комплекте.

Другая программа вычисляет запутывающую комбинацию четырёх ньютоновских энергий, проверяет идеальную негативность через частичное транспонирование матрицы плотности и несколько случаев раннего порога при локальной дефазировке. Осцилляторная программа повторяет осцилляторный контроль главы 12. Эти программы не описывают полноценную установку и не дают нового экспериментального ограничения.

Словарь понятий

Термины с русскими названиями расположены по алфавиту. Латинские и греческие сокращения собраны после них. Определения относятся к тому смыслу, в котором понятия используются в книге.

Барионная асимметрия. Избыток барионов над антибарионами, оставшийся во Вселенной. Его удобно выражать относительно плотности фотонов или энтропии при оговорённой тепловой истории. Объяснение должно воспроизводить величину избытка и его сохранение; электрическая нейтральность вещества не означает равенства материи и антиматерии.

Биспектр. Статистика трёхточечных корреляций. Для статистически однородного поля волновые векторы тройки замыкаются в треугольник. Для гауссовых возмущений со средним нулём биспектр равен нулю. Ненулевой сигнал может отражать ранние взаимодействия или позднюю нелинейную эволюцию; эти источники необходимо различать.

Вырождение параметров. Ситуация, когда разные сочетания параметров дают одинаковые или близкие предсказания для выбранных наблюдений. Более точное измерение одного сочетания не всегда позволяет определить каждую величину отдельно. Помогают дополнительные наблюдения с другой зависимостью от параметров и независимая калибровка.

Геодезическая неполнота. Свойство пространства-времени, в котором некоторая геодезическая не продолжается внутри данной модели при конечном значении её естественного параметра. Для массивной частицы таким параметром служит собственное время. Неполнота указывает на предел описания, но сама не определяет физику продолжения или создания мира.

Голография. Идея описания гравитационной системы через эквивалентные степени свободы в пространстве меньшей размерности. Изученные реализации относятся к определённым теориям и геометриям. Они не доказывают, что видимый мир является проекцией на физический экран, и не дают готового описания нашей Вселенной.

Горизонт событий. Причинная граница, отделяющая события, сигналы от которых когда-либо смогут достичь наблюдателя, от недоступных ему в будущем. В космологии её наличие зависит от дальнейшего расширения. Одного измерения сегодняшнего ускорения недостаточно, чтобы установить такую границу навсегда.

Горизонт частиц. Граница области, из которой сигналы могли успеть достичь наблюдателя за принятую прошлую историю Вселенной. Она определяется этой историей расширения. Горизонт частиц не является материальной стеной и не совпадает автоматически с глубиной конкретного телескопического обзора.

Гравитационное линзирование. Изменение направлений и формы пучков света под действием гравитационной геометрии. Оно позволяет исследовать распределение массы, включая невидимую, по изображениям фоновых объектов. Восстановление массы требует модели линзы и геометрии; несколько распределений иногда дают сходный наблюдаемый эффект.

Гравитационные волны. Распространяющиеся возмущения гравитационной геометрии, способные переносить энергию и изменять взаимные расстояния свободных пробных тел. Их создают астрофизические и предполагаемые ранние космические процессы. Частота сигнала зависит от механизма и последующего расширения, поэтому не является однозначным термометром эпохи.

Градиентная неустойчивость. Рост малых пространственных возмущений, связанный с неподходящим знаком градиентного члена в области применимости теории. Отличается от медленного гравитационного роста вещества.

Декогеренция. Подавление доступной интерференции между квантовыми альтернативами вследствие их корреляций с окружением. Для подсистемы это может сделать классическую вероятностную картину хорошим приближением. Процесс не требует фундаментального исчезновения информации из полного состояния и не объясняет специальность начальных условий.

Дрейф красного смещения. Медленное изменение красного смещения одного космологического источника между эпохами наблюдения. Для сопутствующего источника в FLRW оно связывает темп расширения в моменты приёма и испускания света. Его выделение требует контроля собственных ускорений и долговременной стабильности спектральной калибровки.

Инфляция. Предполагаемая стадия ускоренного расширения ранней Вселенной, во время которой уменьшалась сопутствующая длина Хаббла. Различные реализации способны создавать первичные возмущения и объяснять свойства наблюдаемой области. Успех предсказаний не устанавливает единственный потенциал поля или абсолютное начало существования.

Квантовая экстремальная поверхность. Поверхность, на которой стационарна обобщённая энтропия в заданной гравитационной постановке. Её использование требует определения подсистемы и режима приближения.

Компактификация. Предположение, что пространственные направления замкнуты или имеют конечный характерный размер и поэтому не воспринимаются как большие направления движения. Их геометрия влияет на спектр доступных возбуждений. Малый размер сам по себе не гарантирует согласия модели со всеми экспериментами.

Космическая дисперсия. Статистическая неопределённость, связанная с конечным числом доступных космических мод и реализаций наблюдаемого поля. Устранение приборного шума её не убирает. Её влияние зависит от измеряемого параметра, обследуемого объёма и совместного использования коррелированных наблюдаемых величин.

Космологический отскок. Переход от сжатия к расширению, при котором масштабный фактор достигает ненулевого минимума. Он требует определённой геометрии, состава материи или изменения гравитационной динамики. Гладкость однородного решения ещё не доказывает устойчивости возмущений, полной геодезической продолжимости или реалистичности остальной истории.

Космология. Раздел физики, изучающий Вселенную как целое: её состав, геометрию, расширение, историю и происхождение структуры. Космологические модели связывают измерения разных эпох общими законами. Наблюдаемая область не обязательно совпадает со всем существующим пространством.

Красное смещение. Увеличение наблюдаемой длины волны по сравнению с длиной при испускании; обозначается z. При космологическом расширении оно связано с отношением масштабных факторов между приёмом и испусканием света. Движение источника и гравитационные эффекты тоже способны менять наблюдаемые частоты.

Кривая Пейджа. Зависимость энтропии подсистемы излучения от времени при испарении в выбранной модели. Её ожидаемое уменьшение на поздней стадии связано с перераспределением информации в полной системе. В конкретном расчёте нужно явно указать подсистему: энтропии внешней ванны и граничной системы не совпадают по определению.

Кривизна. Свойство геометрии, выражающее отклонение от плоскости и проявляющееся в относительном движении близких свободных тел. Пространственная кривизна среза и кривизна пространства-времени различаются. Нулевая пространственная кривизна не устанавливает ни бесконечность мира, ни отсутствие глобальных отождествлений.

Масштабный фактор. Функция a(t), описывающая изменение расстояний между участниками общего космологического расширения. Её абсолютная нормировка условна; сегодняшнее значение принимают за единицу. Рост масштабного фактора не означает одинакового расширения связанных систем, например атомов, планетных систем или галактик.

Метрика. Объект, задающий интервалы между близкими событиями через изменения их координат. В пространстве-времени она определяет собственное время, пространственные расстояния и световые направления. Различные координатные записи могут описывать одну метрику, поэтому изменение формул не всегда означает новую физическую геометрию.

Мультивселенная. Название различных предположений о множестве космических областей или миров, среди которых находится наш. Сценарии различаются механизмами, причинными связями и статусом проверки. Космологическая мультивселенная и многомировая интерпретация квантовой механики не являются одним и тем же утверждением.

Нейтринный космологический фон. Реликтовая популяция нейтрино ранней горячей Вселенной. Её косвенные космологические следы и прямой захват отдельных частиц являются разными измерительными задачами.

Обобщённая энтропия. В полуклассической гравитации сумма геометрического вклада площади и согласованно перенормированной энтропии квантовых полей в выбранной постановке.

Обратная задача. Восстановление причин, параметров или исходных условий по измеряемым последствиям. В космологии оно требует описания переноса сигнала и наблюдательного отбора. Несколько моделей могут давать одинаковые данные; различение требует дополнительных наблюдаемых величин или независимо обоснованных ограничений на допустимые объяснения.

Потенциал поля. Функция, описывающая потенциальную часть энергии поля в теории. Её форма влияет на движение, равновесия и свойства возмущений. Наблюдения ограничивают лишь доступную область динамики; продолжение потенциала на непройденные значения требует дополнительных физических предпосылок.

Пространство-время. Общее геометрическое описание событий с пространственными и временной координатами. В общей теории относительности его метрика зависит от материи и энергии и определяет движение свободных тел и света. Время отличается от пространственных направлений ролью в причинной структуре.

Профилирование параметров. Минимизация меры несогласия по мешающим параметрам при фиксированных проверяемых величинах. Отличается от байесовского усреднения по распределению параметров.

Радиативная устойчивость. Сохранение заявленного свойства модели при учёте квантовых поправок в объявленной схеме без повторной произвольной настройки параметров на каждом шаге.

Размерность. Число независимых координат, необходимых для локального задания положения в рассматриваемом пространстве. Обычная модель пространства-времени имеет три пространственные и одну временную координату. Большая размерность пространства квантовых состояний не означает дополнительных физических направлений движения.

Разогрев. Переход от энергии полей, поддерживавших инфляцию, к частицам и излучению горячей стадии. Процесс может включать несколько неравновесных этапов. Его длительность и динамика влияют на связь между масштабами наблюдений и временем их происхождения в ранней модели.

Свободное распространение частиц. Режим, в котором столкновения не успевают поддерживать локальное равновесие на рассматриваемом масштабе. Возмущения такого компонента отличаются от возмущений тесно связанной жидкости.

Систематическая погрешность. Смещение или искажение результата, связанное с прибором, калибровкой, отбором данных либо неточностью модели обработки. Увеличение числа наблюдений не обязательно его устраняет. Для оценки нужны независимые проверки, моделирование отклика и контрольные измерения; общий источник может связывать ошибки разных методов.

Скалярное поле. Величина, задаваемая одним числом в каждой точке пространства-времени и преобразующаяся как скаляр при смене координат. Её динамику определяют кинетический член, потенциал и взаимодействия. Скалярное поле может моделировать процессы; само название не устанавливает его существование.

Спектр мощности. Статистическое описание амплитуды неоднородностей на разных пространственных или угловых масштабах. Он связан с двухточечной корреляцией поля и не определяет конкретное расположение объектов. Разные механизмы могут давать близкую мощность, различаясь корреляциями более высокого порядка.

Спиновая температура. Параметр отношения населённостей двух сверхтонких уровней основного состояния водорода. Не обязана совпадать с кинетической температурой газа или температурой реликтового излучения.

Стандартная свеча. Источник, абсолютную светимость которого можно оценить или стандартизовать по признакам. Сравнение этой светимости с полученным потоком даёт расстояние. Метод требует калибровки, учёта поглощения, отбора объектов и возможной эволюции их свойств; свеча не является одинаковой лампой.

Стандартная сирена. Источник гравитационных волн, для которого форма сигнала позволяет оценить светимостное расстояние при заданной теории распространения. Для измерения расширения обычно нужно также красное смещение. Точность ограничивают ориентация системы, калибровка, выбор галактики-хозяина и отбор обнаруженных событий.

Статистическая значимость. Характеристика того, насколько необычен полученный результат при заданной проверяемой гипотезе и статистической модели. Она не равна вероятности истинности новой теории. На интерпретацию влияют предпосылки о шуме, перебор вариантов анализа, систематические погрешности и набор сравниваемых объяснений.

Сфера Хаббла. Поверхность с характерным радиусом c/H в однородной расширяющейся модели, где космологическая скорость удаления равна скорости света. Её положение определяется текущим темпом расширения. Она не является универсальным причинным горизонтом: возможность получения сигнала зависит также от последующей эволюции.

Тёмная материя. Компонент, присутствие которого в стандартной космологической интерпретации выводят из гравитационного влияния на движение, линзирование и рост структуры. Его микроскопическая природа не установлена. Отрицательный результат поиска одной частицы ограничивает соответствующую модель, а не автоматически всякое объяснение тёмной материей.

Тёмная энергия. Компонент, которым в стандартном гравитационном описании объясняют позднее ускорение расширения. Им может служить космологическая постоянная или динамическая система полей. Выводы о свойствах зависят от принятой геометрии, состава Вселенной и закона гравитации.

Тёмные века. Период после образования нейтральных атомов и до существенного влияния первых светящихся объектов. Точные границы зависят от истории образования источников.

Топология. Глобальное устройство пространства: его связность, замкнутые пути и отождествления точек. Одинаковая локальная кривизна допускает разные топологии. Компактное пространство может иметь конечный объём без физического края; ему не требуется внешняя комната, в которой оно находится.

Уравнение состояния. Связь между давлением, плотностью и другими характеристиками компонента. В книге используется параметр w — отношение давления к плотности энергии. Для космологической постоянной $w = -1$, для нерелятивистской пыли — 0. Эффективное значение, восстановленное при ином разделении взаимодействующих компонентов, может отличаться от собственного параметра каждого поля.

Фальсификация. Проверка, при которой предсказание гипотезы может столкнуться с наблюдательным результатом, несовместимым с ним в заданных условиях. Для вероятностных моделей нужны критерии и неопределённости. Отсутствие сигнала опровергает те версии, которые требовали его обнаружения при достигнутой чувствительности.

Частотная гребёнка. Источник света со множеством точно связанных спектральных линий. При привязке к атомному частотному эталону он служит инструментом калибровки спектрографа. Само наличие гребёнки не устраняет все ошибки: необходимо учитывать перенос света, отклик детектора и изменения прибора между наблюдениями.

Эмулятор. Быстрое вычислительное приближение к заданному физическому решателю. Его ошибка относительно решателя и ошибка самого физического описания оцениваются отдельно.

Энтропия. Количественная характеристика состояния, определение которой зависит от используемого описания: макросостояния, квантовой матрицы плотности, подсистемы или горизонта. Эти величины нельзя автоматически отождествлять. Энтропия замкнутого квантового состояния сохраняется при унитарной эволюции, тогда как энтропия выделенной подсистемы может изменяться.

Эффективная теория поля. Описание физических процессов в ограниченном диапазоне энергий и масштабов, учитывающее влияние недоступных деталей через допустимые взаимодействия. Его предсказания требуют проверки области применимости. Успешная эффективная теория не обязана оставаться верной при любой энергии.

BAO — барионные акустические осцилляции. Следы звуковых волн ранней плазмы в пространственном распределении вещества. Характерный масштаб используется как стандартная линейка для измерения геометрии и расширения. Его физическая длина рассчитывается из ранней истории, поэтому абсолютная калибровка требует предпосылок о составе и динамике Вселенной.

BBN — первичный нуклеосинтез. Образование лёгких ядер в первые минуты горячей истории. Расчёты связывают количества дейтерия, гелия и других лёгких элементов с плотностью обычного вещества, ядерными реакциями и темпом расширения. Наблюдательная проверка требует учитывать последующую звёздную переработку и систематические погрешности.

CMB — реликтовое микроволновое излучение. Излучение, сохранившееся от горячей ранней Вселенной и дошедшее до нас после того, как вещество стало достаточно прозрачным. Его спектр, температурные неоднородности и поляризация несут различную информацию. Наблюдаемый рисунок содержит как первичные возмущения, так и последствия последующей эволюции.

CP-симметрия. Совместная симметрия замены частиц античастицами, обозначаемой C, и пространственного отражения P. Её нарушение означает различие соответствующих процессов. Оно входит в обычные условия динамического создания барионной асимметрии, однако величина наблюдаемого эффекта и его космологическая эффективность зависят от конкретного механизма.

EDM — электрический дипольный момент. Характеристика разделения положительного и отрицательного электрического заряда. Постоянный момент элементарной частицы вдоль её спина чувствителен к нарушению пространственного отражения и обращения времени. Эксперименты с частицами, атомами и молекулами ограничивают взаимодействия, но перевод результата в параметры требует микроскопической модели.

HNL — тяжёлый нейтральный лептон. Гипотетический нейтральный фермион, более тяжёлый, чем лёгкие нейтрино, и способный взаимодействовать через смешивание с ними. В отдельных моделях такие частицы объясняют массы нейтрино и участвуют в создании барионной асимметрии. Обнаружение частицы ещё не подтверждает космологический механизм.

H_0 — постоянная Хаббла. Сегодняшнее значение темпа космологического расширения H. Для близких объектов оно связывает расстояние с космологической частью скорости удаления после учёта собственных движений. Обычно выражается в километрах в секунду на мегапарсек; название не предполагает постоянства H во времени.

KK — моды Калуцы — Клейна. Набор возбуждений, возникающий при разложении поля по дополнительному компактному направлению. В эффективном описании с меньшим числом измерений моды выглядят как частицы с различными массами. Их спектр и взаимодействия зависят от геометрии, граничных условий и теории.

SBI. Simulation-based inference — восстановление распределений параметров или сравнение моделей с использованием симуляций. Надёжность зависит от обучающих моделей, статистик, процедуры вывода и проверки калибровки.

S_8 — амплитуда группировки вещества. Комбинация $S_8 = \sigma_8\sqrt{(\Omega_m/0{,}3)}$, используемая при сравнении измерений структуры. Здесь Ω_m — сегодняшняя доля материи, а σ_8 характеризует среднеквадратичные линейные флуктуации плотности в сферах радиуса 8/h мегапарсек; h задаёт H_0 в единицах 100 километров в секунду на мегапарсек. Это модельный параметр.

ΛCDM. Базовая космологическая модель, включающая космологическую постоянную Λ, холодную тёмную материю, обычное вещество и излучение. Сокращение CDM означает холодную тёмную материю. Анализ задаёт геометрию, начальные возмущения и набор свободных параметров; расширения модели могут менять выводы.

μ–T корреляция. Статистическая связь пространственной карты μ-искажения спектра с температурными неоднородностями реликтового излучения. В заданных моделях чувствительна к связи длинных и коротких первичных мод.

Литература

Источники перечислены в порядке первого обращения к ним. Номера в тексте ведут к соответствующим записям.

[1] Tamara M. Davis; Charles H. Lineweaver. Expanding Confusion: common misconceptions of cosmological horizons and the superluminal expansion of the Universe. 2004. https://doi.org/10.1071/AS03040. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310808

[2] Planck Collaboration. Planck 2015 results. XVIII. Background geometry & topology. 2016. https://arxiv.org/abs/1502.01593

[3] Chris Clarkson; Bruce A. Bassett; Teresa Hui-Ching Lu. A general test of the Copernican Principle. Physical Review Letters 101, 011301 (2008). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.011301. https://arxiv.org/abs/0712.3457

[4] David W. Hogg. Distance measures in cosmology. 2000. Препринт. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9905116

[5] D. J. Fixsen. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. 2009. https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916. https://arxiv.org/abs/0911.1955

[6] Planck Collaboration. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. Astronomy & Astrophysics 641, A6 (2020). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910. https://arxiv.org/abs/1807.06209

[7] Douglas Scott; Dagoberto Contreras; Ali Narimani; Yin-Zhe Ma. The information content of cosmic microwave background anisotropies. JCAP 06 (2016) 046. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/06/046. https://arxiv.org/abs/1603.03550

[8] DESI Collaboration. DESI DR2 Results II: Measurements of Baryon Acoustic Oscillations and Cosmological Constraints. Physical Review D 112, 083515 (2025). https://doi.org/10.1103/tr6y-kpc6. https://arxiv.org/abs/2503.14738

[9] S. Blondin et al. Time Dilation in Type Ia Supernova Spectra at High Redshift. 2008. https://doi.org/10.1086/589568. https://arxiv.org/abs/0804.3595

[10] Abraham Loeb. Direct Measurement of Cosmological Parameters from the Cosmic Deceleration of Extragalactic Objects. 1998. https://doi.org/10.1086/311375. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9802122

[11] European Southern Observatory. ANDES instrument for the Extremely Large Telescope. Официальное описание проекта; проверено 9 ноября 2026 года. https://elt.eso.org/instrument/ANDES/

[12] ANDES Consortium; INAF. ANDES Calibration Unit. Официальное описание проекта; проверено 9 ноября 2026 года. https://andes.inaf.it/calibration-unit/

[13] A. Trost; C. M. J. Marques; S. Cristiani et al. The ESPRESSO Redshift Drift Experiment III — The Third Epoch of QSO J052915.80-435152.0. arXiv:2603.02318 (2026); принята в Astronomy & Astrophysics. https://arxiv.org/abs/2603.02318

[14] J. Liske; A. Grazian; E. Vanzella et al. Cosmic dynamics in the era of Extremely Large Telescopes. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 386, 1192–1218 (2008). https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13090.x. https://arxiv.org/abs/0802.1532

[15] P. Noterdaeme; P. Petitjean; R. Srianand; C. Ledoux; S. Lopez. The evolution of the Cosmic Microwave Background Temperature: Measurements of TCMB at high redshift from carbon monoxide excitation. 2011. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016140. https://arxiv.org/abs/1012.3164

[16] B. D. Fields; P. Molaro; S. Sarkar. Big Bang Nucleosynthesis. B: Review of Particle Physics 2025. https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-bbang-nucleosynthesis.pdf

[17] Ryan Cooke; Max Pettini; Charles C. Steidel. One Percent Determination of the Primordial Deuterium Abundance. 2018. https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaab53. https://arxiv.org/abs/1710.11129

[18] Julien Froustey; Cyril Pitrou; Maria Cristina Volpe. Neutrino decoupling including flavour oscillations and primordial nucleosynthesis. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 12, 015 (2020). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/12/015. https://arxiv.org/abs/2008.01074

[19] Sergei Bashinsky; Uros Seljak. Signatures of Relativistic Neutrinos in CMB Anisotropy and Matter Clustering. Physical Review D 69, 083002 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.083002. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310198

[20] Brent Follin; Lloyd Knox; Marius Millea; Zhen Pan. A First Detection of the Acoustic Oscillation Phase Shift Expected from the Cosmic Neutrino Background. Physical Review Letters 115, 091301 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.091301. https://arxiv.org/abs/1503.07863

[21] Francis-Yan Cyr-Racine; Kris Sigurdson. Limits on Neutrino-Neutrino Scattering in the Early Universe. Physical Review D 90, 123533 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.123533. https://arxiv.org/abs/1306.1536

[22] David Camarena; Francis-Yan Cyr-Racine. Strong constraints on a simple self-interacting neutrino cosmology. Physical Review D 111, 023504 (2025). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.023504. https://arxiv.org/abs/2403.05496

[23] Andrew J. Long; Cecilia Lunardini; Eray Sabancilar. Detecting non-relativistic cosmic neutrinos by capture on tritium: phenomenology and physics potential. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 08, 038 (2014). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/08/038. https://arxiv.org/abs/1405.7654

[24] PTOLEMY Collaboration; M. G. Betti et al. Neutrino physics with the PTOLEMY project: active neutrino properties and the light sterile case. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 07, 047 (2019). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/07/047. https://arxiv.org/abs/1902.05508

[25] PTOLEMY Collaboration / Laboratori Nazionali del Gran Sasso, INFN. The Experimental Challenges. Официальная страница PTOLEMY; проверена 8 ноября 2026 года. https://ptolemy.lngs.infn.it/the-experimental-challenges/

[26] V. Mossa et al. LUNA Collaboration. The baryon density of the Universe from an improved rate of deuterium burning. 2020. https://doi.org/10.1038/s41586-020-2878-4.

[27] A. Kogut et al. The Primordial Inflation Explorer (PIXIE): A Nulling Polarimeter for Cosmic Microwave Background Observations. 2011. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/07/025. https://arxiv.org/abs/1105.2044

[28] Abraham Loeb; Matias Zaldarriaga. Measuring the Small-Scale Power Spectrum of Cosmic Density Fluctuations Through 21 cm Tomography Prior to the Epoch of Structure Formation. Physical Review Letters 92, 211301 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.211301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312134

[29] Antony Lewis; Anthony Challinor. The 21cm angular-power spectrum from the dark ages. Physical Review D 76, 083005 (2007). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.083005. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702600

[30] Rajesh Mondal; Rennan Barkana. Prospects for precision cosmology with the 21 cm signal from the dark ages. Nature Astronomy 7, 1025–1030 (2023). https://doi.org/10.1038/s41550-023-02057-y. https://arxiv.org/abs/2305.08593

[31] Yacine Ali-Haïmoud; P. Daniel Meerburg; Sihan Yuan. A new light on 21 cm intensity fluctuations from the dark ages. Physical Review D 89, 083506 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.083506. https://arxiv.org/abs/1312.4948

[32] Julian B. Muñoz; Yacine Ali-Haïmoud; Marc Kamionkowski. Primordial non-gaussianity from the bispectrum of 21-cm fluctuations in the dark ages. Physical Review D 92, 083508 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083508. https://arxiv.org/abs/1506.04152

[33] Paul Bode; Jeremiah P. Ostriker; Neil Turok. Halo Formation in Warm Dark Matter Models. Astrophysical Journal 556, 93–107 (2001). https://doi.org/10.1086/321541. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010389

[34] UC Berkeley Space Sciences Laboratory. LuSEE-Night. Официальная страница проекта; проверена 8 ноября 2026 года. https://www.ssl.berkeley.edu/projects/lusee-night/

[35] Stuart D. Bale et al. LuSEE 'Night': The Lunar Surface Electromagnetics Experiment. arXiv:2301.10345 (2023); доклад, представленный на URSI GASS 2023. https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.10345. https://arxiv.org/abs/2301.10345

[36] Adrian Liu; Aaron R. Parsons; Cathryn M. Trott. The Epoch of Reionization Window: I. Mathematical Formalism. Physical Review D 90, 023018 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.023018. https://arxiv.org/abs/1404.2596

[37] Douglas Clowe; Marusa Bradač; Anthony H. Gonzalez; Maxim Markevitch; Scott W. Randall; Christine Jones; Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. Astrophysical Journal Letters 648, L109–L113 (2006). https://doi.org/10.1086/508162. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608407

[38] J. Aalbers et al. (LZ Collaboration). Dark Matter Search Results from 4.2 Tonne-Years of Exposure of the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment. 2025. https://doi.org/10.1103/4dyc-z8zf. https://arxiv.org/abs/2410.17036

[39] G. Carosi et al. (ADMX Collaboration). Search for Axion Dark Matter from 1.1 to 1.3 GHz with ADMX. 2025. https://doi.org/10.1103/d7mg-6sqq. https://arxiv.org/abs/2504.07279

[40] Daniel C. Brotherton et al. (ALPS II). Any Light Particle Searches with ALPS II: first science results. 2026. https://doi.org/10.1103/61sw-k3bc. https://arxiv.org/abs/2512.14110

[41] D. S. Akerib et al. (LZ Collaboration). Searches for Light Dark Matter and Evidence of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering of Solar Neutrinos with the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment. 2026. https://doi.org/10.1103/jvqf-njpj. https://arxiv.org/abs/2512.08065

[42] Ethan O. Nadler; Daneng Yang; Hai-Bo Yu. A Self-interacting Dark Matter Solution to the Extreme Diversity of Low-mass Halo Properties. 2023. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ad0e09. https://arxiv.org/abs/2306.01830

[43] Zixiang Jia; Fangzhou Jiang; Shubo Li; Ran Li; Jing Wang; Ling Zhu. An Enhanced Isothermal Jeans Approach to Constraining Dark Matter Self-Interactions from Galactic Kinematics. 2026. Использована версия arXiv v2 от 3 ноября 2026 года, раздел 4.2 и заключение. https://doi.org/10.1093/mnras/stag969. https://arxiv.org/abs/2601.17118

[44] Alexandres Lazar et al. A dark matter profile to model diverse feedback-induced core sizes of ΛCDM haloes. 2020. https://doi.org/10.1093/mnras/staa2101. https://arxiv.org/abs/2004.10817

[45] Keir K. Rogers; Hiranya V. Peiris. Strong bound on canonical ultra-light axion dark matter from the Lyman-alpha forest. 2021. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.071302. https://arxiv.org/abs/2007.12705

[46] Andrew Eberhardt; Mateja Gosenca; Lam Hui. Heating and scattering of stellar distributions by ultralight dark matter. 2026. https://doi.org/10.1103/zngx-f8pz. https://arxiv.org/abs/2510.17079

[47] A. D. Sakharov. Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. JETP Letters 5, 24–27 (1967); Russian original Pisma ZhETF 5, 32–35 (1967); reprint UFN 161(5), 61–64 (1991). https://www.ufn.ru/ru/articles/1991/5/h/

[48] E. Kh. Akhmedov; V. A. Rubakov; A. Yu. Smirnov. Baryogenesis via neutrino oscillations. Physical Review Letters 81, 1359–1362 (1998). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1359. https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803255

[49] M. D’Onofrio; K. Rummukainen; A. Tranberg. The Sphaleron Rate in the Minimal Standard Model. Physical Review Letters 113, 141602 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.141602. https://arxiv.org/abs/1404.3565

[50] ATLAS Collaboration. Search for heavy neutral leptons in decays of W bosons using leptonic and semi-leptonic displaced vertices in sqrt(s)=13 TeV pp collisions with the ATLAS detector. Journal of High Energy Physics 07 (2025) 196. https://doi.org/10.1007/JHEP07(2025)196. https://arxiv.org/abs/2503.16213

[51] J. de Vries; M. Drewes; Y. Georis; J. Klarić; V. Plakkot. Confronting the low-scale seesaw and leptogenesis with neutrinoless double beta decay. Journal of High Energy Physics 05 (2025) 090. https://doi.org/10.1007/JHEP05(2025)090. https://arxiv.org/abs/2407.10560

[52] J. Ellis; M. Lewicki; M. Merchand; J. M. No; M. Zych. The scalar singlet extension of the Standard Model: gravitational waves versus baryogenesis. Journal of High Energy Physics 01 (2023) 093. https://doi.org/10.1007/JHEP01(2023)093. https://arxiv.org/abs/2210.16305

[53] T. S. Roussy et al. An improved bound on the electron's electric dipole moment. Science 381, 46–50 (2023). https://doi.org/10.1126/science.adg4084. https://arxiv.org/abs/2212.11841

[54] C. Caprini et al.; LISA Cosmology Working Group. Detecting gravitational waves from cosmological phase transitions with LISA: an update. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 03 (2020) 024. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/024. https://arxiv.org/abs/1910.13125

[55] D. E. Kaplan; M. A. Luty; K. M. Zurek. Asymmetric dark matter. Physical Review D 79, 115016 (2009). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.115016. https://arxiv.org/abs/0901.4117

[56] Adam G. Riess et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. Astronomical Journal 116, 1009–1038 (1998). https://doi.org/10.1086/300499. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201

[57] DESI Collaboration. DESI DR2 Results IV: Alcock-Paczynski Measurements from the Lyman Alpha Forest and Cosmological Constraints. 2026. Препринт. https://arxiv.org/abs/2607.27410

[58] DES Collaboration. Constraints on Dynamical Dark Energy from Multiple Probes in the Full Dark Energy Survey. 2026. Препринт. https://arxiv.org/abs/2605.27221

[59] Y. Park; M. Raveri; B. Jain. Reconstructing quintessence. Physical Review D 103, 103530. https://arxiv.org/abs/2101.04666

[60] P. P. Avelino. Avoiding unrealistic priors: the case of dark energy constraints from the time variation of the fine-structure constant. Physical Review D 93, 083501. https://arxiv.org/abs/1602.04501

[61] T. Damour; J. F. Donoghue. Equivalence Principle Violations and Couplings of a Light Dilaton. Physical Review D 82, 084033. https://arxiv.org/abs/1007.2792

[62] S. M. Carroll. Quintessence and the Rest of the World: Suppressing Long-Range Interactions. Physical Review Letters 81, 3067 (1998). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.3067. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9806099

[63] A. Bedroya; G. Obied; C. Vafa; D. H. Wu. Evolving dark sector and the dark dimension scenario. Physical Review D 114, 103506, published 4 November 2026; DOI 10.1103/1rsq-cv2m. https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/1rsq-cv2m

[64] Stephen P. Martin. Two-loop effective potential for a general renormalizable theory and softly broken supersymmetry. Physical Review D 65, 116003 (2002). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.116003. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0111209v2

[65] R. L. Jaffe. The Casimir Effect and the Quantum Vacuum. Physical Review D 72, 021301 (2005). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.021301. https://arxiv.org/abs/hep-th/0503158

[66] Nemanja Kaloper; Antonio Padilla. Sequestering the Standard Model Vacuum Energy. Physical Review Letters 112, 091304 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.091304. https://arxiv.org/abs/1309.6562v2

[67] Nemanja Kaloper; Antonio Padilla; David Stefanyszyn; George Zahariade. A Manifestly Local Theory of Vacuum Energy Sequestering. Physical Review Letters 116, 051302 (2016). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.051302. https://arxiv.org/abs/1505.01492v2

[68] H_0DN Collaboration. The Local Distance Network: a community consensus report on the measurement of the Hubble constant at 1% precision. A&A 708, A166 (2026). https://doi.org/10.1051/0004-6361/202557993. https://arxiv.org/abs/2510.23823

[69] Wendy L. Freedman et al. Status Report on the Chicago-Carnegie Hubble Program (CCHP): Measurement of the Hubble Constant Using the Hubble and James Webb Space Telescopes. 2025. https://doi.org/10.3847/1538-4357/adce78. https://arxiv.org/abs/2408.06153

[70] TDCOSMO Collaboration. TDCOSMO 2026: A 3% measurement of the Hubble constant from strong lensing and stellar kinematics. 2026. Препринт. https://arxiv.org/abs/2610.14781

[71] George Efstathiou. Evolving Dark Energy or Supernovae Systematics? MNRAS 538(2), 875 (2025). https://arxiv.org/abs/2408.07175

[72] M. Vincenzi et al. (DES Collaboration). Comparing the DES-SN5YR and Pantheon+ SN cosmology analyses: Investigation based on Evolving Dark Energy or Supernovae systematics? MNRAS 541(3), 2585 (2025). https://arxiv.org/abs/2501.06664

[73] DES Collaboration. Dark Energy Survey Year 6 Results: Cosmological Constraints from Galaxy Clustering and Weak Lensing. 2026. https://doi.org/10.1103/nnlj-gyr2. https://arxiv.org/abs/2601.14559

[74] Angus H. Wright et al. KiDS-Legacy: Cosmological constraints from cosmic shear with the complete Kilo-Degree Survey. 2025. https://doi.org/10.1051/0004-6361/202554908. https://arxiv.org/abs/2503.19441

[75] Jay R. Krishnan; Kevork N. Abazajian. Statistics meet systematics: Resolution of the massive early JWST galaxy tension. Physical Review D 113, 083007 (2026). https://doi.org/10.1103/gjf5-3r89.

[76] Leonardo Comini; Sunny Vagnozzi; Abraham Loeb. Dark energy, spatial curvature, and star formation efficiency from JWST photometric and spectroscopic high-redshift galaxies. Journal of High Energy Astrophysics 53, 100626 (2026). https://doi.org/10.1016/j.jheap.2026.100626. https://arxiv.org/abs/2604.13866

[77] Enis Belgacem; Yves Dirian; Stefano Foffa; Michele Maggiore. Modified gravitational-wave propagation and standard sirens. Physical Review D 98, 023510 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.023510. https://arxiv.org/abs/1805.08731

[78] LIGO Scientific Collaboration; Virgo Collaboration; Fermi Gamma-Ray Burst Monitor; INTEGRAL. Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A. The Astrophysical Journal Letters 848, L13 (2017). https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa920c. https://arxiv.org/abs/1710.05834

[79] Macarena Lagos; Maya Fishbach; Philippe Landry; Daniel E. Holz. Standard sirens with a running Planck mass. Physical Review D 99, 083504 (2019). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.083504.

[80] Charles Dalang; Lucas Lombriser. Limitations on Standard Sirens tests of gravity from screening. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 10, 013 (2019). https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/10/013. https://arxiv.org/abs/1906.12333

[81] Charles Dalang; Pierre Fleury; Lucas Lombriser. Horndeski gravity and standard sirens. Physical Review D 102, 044036 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.044036. https://arxiv.org/abs/1912.06117

[82] B. P. Abbott et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. 2017. https://arxiv.org/abs/1710.05835

[83] Alan H. Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. 1981. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.347.

[84] James M. Bardeen; Paul J. Steinhardt; Michael S. Turner. Spontaneous creation of almost scale-free density perturbations in an inflationary universe. 1983. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.28.679.

[85] Planck Collaboration. Planck 2018 results. X. Constraints on inflation. 2020. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833887. https://arxiv.org/abs/1807.06211

[86] Thibaut Louis et al.; ACT Collaboration. The Atacama Cosmology Telescope: DR6 Power Spectra, Likelihoods and LambdaCDM Parameters. В записи arXiv указано принятие в JCAP. https://arxiv.org/abs/2503.14452

[87] BICEP/Keck Collaboration. BICEP/Keck XIII: Improved Constraints on Primordial Gravitational Waves using Planck, WMAP, and BICEP/Keck Observations through the 2018 Observing Season. 2021. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.151301. https://arxiv.org/abs/2110.00483

[88] Planck Collaboration. Planck 2018 results. IX. Constraints on primordial non-Gaussianity. Astronomy & Astrophysics 641, A9 (2020). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935891. https://arxiv.org/abs/1905.05697

[89] Ana Achucarro; Jinn-Ouk Gong; Gonzalo A. Palma; Subodh P. Patil. Correlating features in the primordial spectra. Physical Review D 87, 121301 (2013). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.121301. https://arxiv.org/abs/1211.5619

[90] Ana Achucarro; Vicente Atal; Pablo Ortiz; Jesus Torrado. Localized correlated features in the CMB power spectrum and primordial bispectrum from a transient reduction in the speed of sound. Physical Review D 89, 103006 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.103006. https://arxiv.org/abs/1311.2552

[91] R. Holman; Andrew J. Tolley. Enhanced Non-Gaussianity from Excited Initial States. JCAP 05 (2008) 001. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2008/05/001. https://arxiv.org/abs/0710.1302

[92] Latham A. Boyle; Paul J. Steinhardt. Probing the early universe with inflationary gravitational waves. Physical Review D 77, 063504 (2008). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.77.063504. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512014

[93] Yuki Watanabe; Eiichiro Komatsu. Improved Calculation of the Primordial Gravitational Wave Spectrum in the Standard Model. Physical Review D 73, 123515 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.123515. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0604176

[94] Sachiko Kuroyanagi; Christophe Ringeval; Tomo Takahashi. Early Universe Tomography with CMB and Gravitational Waves. Physical Review D 87, 083502 (2013). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.083502. https://arxiv.org/abs/1301.1778

[95] David Polarski; Alexei A. Starobinsky. Semiclassicality and Decoherence of Cosmological Perturbations. Classical and Quantum Gravity 13, 377–392 (1996); использована версия v2. https://doi.org/10.1088/0264-9381/13/3/006. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9504030v2

[96] Jérôme Martin; Vincent Vennin. Quantum Discord of Cosmic Inflation: Can we Show that CMB Anisotropies are of Quantum-Mechanical Origin? Physical Review D 93, 023505 (2016). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.023505. https://arxiv.org/abs/1510.04038

[97] Elliot Nelson. Quantum Decoherence During Inflation from Gravitational Nonlinearities. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 03 (2016) 022. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/03/022. https://arxiv.org/abs/1601.03734

[98] J. E. Moyal. Quantum mechanics as a statistical theory. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society 45(1), 99–124 (1949). https://doi.org/10.1017/S0305004100000487.

[99] Daniel Green; Rafael A. Porto. Signals of a Quantum Universe. Physical Review Letters 124, 251302 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.251302. https://arxiv.org/abs/2001.09149

[100] Guillermo Ballesteros; Jesús Gambín Egea; Alejandro Pérez Rodríguez. Classical and quantum evolution of inflationary fluctuations. 2026. https://doi.org/10.1103/w7y3-gxbr. https://arxiv.org/abs/2604.18416v2

[101] Juan Maldacena. A model with cosmological Bell inequalities. Fortschritte der Physik (2016), first online 2015. https://doi.org/10.1002/prop.201500097. https://arxiv.org/abs/1508.01082

[102] Arvind Borde; Alan H. Guth; Alexander Vilenkin. Inflationary Spacetimes Are Incomplete in Past Directions. Physical Review Letters 90, 151301 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.151301. https://arxiv.org/abs/gr-qc/0110012

[103] Abhay Ashtekar; Tomasz Pawlowski; Parampreet Singh. Quantum Nature of the Big Bang: Improved dynamics. Physical Review D 74, 084003 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.084003. https://arxiv.org/abs/gr-qc/0607039

[104] Jerome Quintin; Zeinab Sherkatghanad; Yi-Fu Cai; Robert H. Brandenberger. Evolution of cosmological perturbations and the production of non-Gaussianities through a nonsingular bounce: Indications for a no-go theorem in single field matter bounce cosmologies. Physical Review D 92, 063532 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.063532. https://arxiv.org/abs/1508.04141

[105] James B. Hartle; Stephen W. Hawking. Wave function of the Universe. Physical Review D 28, 2960 (1983). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.28.2960.

[106] David Wallace. Gravity, Entropy, and Cosmology: In Search of Clarity. 2010. https://doi.org/10.1093/bjps/axp048. https://arxiv.org/abs/0907.0659

[107] Sean M. Carroll; Heywood Tam. Unitary Evolution and Cosmological Fine-Tuning. 2010. Препринт. https://doi.org/10.48550/arXiv.1007.1417. https://arxiv.org/abs/1007.1417

[108] Wojciech H. Zurek. Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse? 1981. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.1516.

[109] Ali Nayeri. Inflationary branch decoherence and the cosmological arrow of time. Physical Review D 113, 126030 (2026). https://doi.org/10.1103/1k1w-c7vd. https://arxiv.org/abs/2602.21263

[110] G. W. Gibbons; S. W. Hawking. Cosmological event horizons, thermodynamics, and particle creation. Physical Review D 15, 2738 (1977). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.15.2738.

[111] D. J. Fixsen; E. S. Cheng; J. M. Gales; J. C. Mather; R. A. Shafer; E. L. Wright. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE/FIRAS Data Set. 1996. https://doi.org/10.1086/178173. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9605054

[112] Jens Chluba; Adrienne L. Erickcek; Ido Ben-Dayan. Probing the inflaton: Small-scale power spectrum constraints from measurements of the Cosmic Microwave Background energy spectrum. 2012. https://doi.org/10.1088/0004-637X/758/2/76. https://arxiv.org/abs/1203.2681

[113] Enrico Pajer; Matias Zaldarriaga. A New Window on Primordial non-Gaussianity. Physical Review Letters 109, 021302 (2012). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.021302. https://arxiv.org/abs/1201.5375

[114] Mathieu Remazeilles; Jens Chluba. Extracting foreground-obscured μ-distortion anisotropies to constrain primordial non-Gaussianity. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 478, 807–824 (2018). https://doi.org/10.1093/mnras/sty1034. https://arxiv.org/abs/1802.10101

[115] Mathieu Remazeilles; Andrea Ravenni; Jens Chluba. Leverage on small-scale primordial non-Gaussianity through cross-correlations between CMB E-mode and μ-distortion anisotropies. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 512, 455–470 (2022). https://doi.org/10.1093/mnras/stac519. https://arxiv.org/abs/2110.14664

[116] Maldacena, J. M. The Large N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity. Advances in Theoretical and Mathematical Physics 2, 231–252 (1998) (1999). https://doi.org/10.1023/A:1026654312961. https://arxiv.org/abs/hep-th/9711200

[117] Tadashi Takayanagi. Emergent Holographic Spacetime from Quantum Information. Physical Review Letters 134, 240001 (2025). https://arxiv.org/abs/2506.06595

[118] Shinsei Ryu; Tadashi Takayanagi. Holographic Derivation of Entanglement Entropy from the anti–de Sitter Space/Conformal Field Theory Correspondence. Physical Review Letters 96, 181602 (2006). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.181602. https://arxiv.org/abs/hep-th/0603001

[119] Mark Van Raamsdonk. Building up spacetime with quantum entanglement. General Relativity and Gravitation 42, 2323–2329 (2010). https://doi.org/10.1007/s10714-010-1034-0. https://arxiv.org/abs/1005.3035

[120] S. W. Hawking. Particle creation by black holes. Communications in Mathematical Physics 43, 199–220 (1975). https://doi.org/10.1007/BF02345020.

[121] Don N. Page. Average Entropy of a Subsystem. Physical Review Letters 71, 1291–1294 (1993). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1291. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9305007v2

[122] Netta Engelhardt; Aron C. Wall. Quantum Extremal Surfaces: Holographic Entanglement Entropy beyond the Classical Regime. Journal of High Energy Physics 01 (2015) 073. https://doi.org/10.1007/JHEP01(2015)073. https://arxiv.org/abs/1408.3203v3

[123] Ahmed Almheiri; Netta Engelhardt; Donald Marolf; Henry Maxfield. The entropy of bulk quantum fields and the entanglement wedge of an evaporating black hole. Journal of High Energy Physics 12 (2019) 063. https://doi.org/10.1007/JHEP12(2019)063. https://arxiv.org/abs/1905.08762v3

[124] Geoffrey Penington. Entanglement Wedge Reconstruction and the Information Paradox. 2020. https://arxiv.org/abs/1905.08255v3

[125] Jafferis, D. et al. Traversable wormhole dynamics on a quantum processor. Nature 612, 51–55 (2022). https://doi.org/10.1038/s41586-022-05424-3.

[126] Kobrin, B.; Schuster, T.; Yao, N. Y. Experiments implementing small commuting models lack gravitational features. Nature 643, E17–E19 (2025). https://doi.org/10.1038/s41586-025-08939-7.

[127] Jafferis, D. et al. Reply to: Experiments implementing small commuting models lack gravitational features. Nature 643, E20–E23 (2025). https://doi.org/10.1038/s41586-025-08995-z.

[128] Arkani-Hamed, N.; Dimopoulos, S.; Dvali, G. The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter. Physics Letters B 429, 263–272 (1998). https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00466-3. https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803315

[129] Lee, J. G.; Adelberger, E. G.; Cook, T. S.; Fleischer, S. M.; Heckel, B. R. New Test of the Gravitational $1/r^2$ Law at Separations down to 52 μm. Physical Review Letters 124, 101101 (2020). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.101101. https://arxiv.org/abs/2002.11761

[130] ATLAS Collaboration. Search for new phenomena in events with an energetic jet and missing transverse momentum in pp collisions at sqrt(s)=13 TeV with the ATLAS detector. Physical Review D 103, 112006 (2021). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.112006. https://arxiv.org/abs/2102.10874

[131] CMS Collaboration. Search for new physics in the final state with a single photon and large missing transverse momentum in proton-proton collisions at sqrt(s)=13 TeV. Physical Review D 113, 072020 (2026). https://doi.org/10.1103/f9r8-styj. https://arxiv.org/abs/2511.17310

[132] E. Hardy; A. Sokolov; H. Stubbs. Stellar cooling limits on KK gravitons and dark dimensions. JHEP 03 (2026) 029; препринт arXiv:2510.18975v2 (2025). https://arxiv.org/abs/2510.18975

[133] S. Hannestad; G. G. Raffelt. Supernova and neutron-star limits on large extra dimensions reexamined. Physical Review D 67, 125008; erratum 69, 029901; авторская версия исправлена 2 апреля 2025 года (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.125008. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0304029

[134] A. P. Braun; M. Cicoli; R. Milioli; R. Valandro. Moduli stabilisation for ADD and the Dark Dimension scenario. JHEP 10 (2026) 112, опубликовано 9 октября 2026 года. https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP10(2026)112

[135] M. Montero; C. Vafa; I. Valenzuela. The dark dimension and the Swampland. JHEP 02 (2023) 022. https://arxiv.org/abs/2205.12293

[136] Neil J. Cornish; David N. Spergel; Glenn D. Starkman. Circles in the Sky: Finding Topology with the Microwave Background Radiation. Classical and Quantum Gravity 15, 2657–2670 (1998). https://doi.org/10.1088/0264-9381/15/9/013. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9801212

[137] Johannes R. Eskilt et al.; COMPACT Collaboration. Cosmic topology. Part IIa. Eigenmodes, correlation matrices, and detectability of orientable Euclidean manifolds. JCAP 03 (2024) 036. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2024/03/036. https://arxiv.org/abs/2306.17112

[138] Yashar Akrami et al.; COMPACT Collaboration. Promise of Future Searches for Cosmic Topology. Physical Review Letters 132, 171501 (2024). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.171501. https://arxiv.org/abs/2210.11426

[139] Wayne Hu; Martin White. CMB Anisotropies: Total Angular Momentum Method. Physical Review D 56, 596–615 (1997). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.596. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9702170

[140] Amirhossein Samandar et al. (COMPACT Collaboration). Cosmic topology. Part IIIb. Eigenmodes and correlation matrices of spin-2 perturbations in orientable Euclidean manifolds. JCAP 08 (2025) 015. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2025/08/015. https://arxiv.org/abs/2503.08671

[141] Hugh Everett III. “Relative State” Formulation of Quantum Mechanics. Reviews of Modern Physics 29, 454–462 (1957). https://doi.org/10.1103/RevModPhys.29.454.

[142] Wojciech H. Zurek. Environment-induced superselection rules. Physical Review D 26, 1862 (1982). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.26.1862.

[143] Andrei D. Linde. Eternally existing self-reproducing chaotic inflationary universe. Physics Letters B 175, 395–400 (1986). https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)90611-8.

[144] Alan H. Guth. Eternal inflation and its implications. Journal of Physics A 40, 6811–6826 (2007). https://doi.org/10.1088/1751-8113/40/25/S25. https://arxiv.org/abs/hep-th/0702178

[145] Alan H. Guth; Vitaly Vanchurin. Eternal Inflation, Global Time Cutoff Measures, and a Probability Paradox. 2011. Препринт. https://arxiv.org/abs/1108.0665

[146] Stephen M. Feeney; Matthew C. Johnson; Daniel J. Mortlock; Hiranya V. Peiris. First Observational Tests of Eternal Inflation: Analysis Methods and WMAP 7-Year Results. Physical Review D 84, 043507 (2011). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.043507. https://arxiv.org/abs/1012.3667

[147] Stephen M. Feeney; Franz Elsner; Matthew C. Johnson; Hiranya V. Peiris. Forecasting constraints from the cosmic microwave background on eternal inflation. Physical Review D 92, 083515 (2015). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083515. https://arxiv.org/abs/1506.01716

[148] John F. Donoghue. General relativity as an effective field theory: The leading quantum corrections. Physical Review D 50, 3874–3888 (1994). https://doi.org/10.1103/PhysRevD.50.3874. https://arxiv.org/abs/gr-qc/9405057

[149] Bose, S. et al. A Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity. Physical Review Letters 119, 240401 (2017). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.240401. https://arxiv.org/abs/1707.06050

[150] A. Di Biagio. Gravity-induced entanglement is not a theory-independent witness of nonclassicality of the gravitational field. Physical Review D 114, 084050 (2026). https://doi.org/10.1103/r8ry-sp35. https://arxiv.org/abs/2511.02683

[151] Tianfeng Feng; Vlatko Vedral; Chiara Marletto. Collapse-based models for gravity do not violate the entanglement-based witness of non-classicality. Physical Review D 113, 104055 (2026). https://doi.org/10.1103/83rl-nygv. https://arxiv.org/abs/2503.19774

[152] Nicolas Boulle; Guilherme Franzmann. Subsystems independence in gravitationally induced entanglement proposals. Physical Review D 114, 025015 (2026). https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/tgjx-y7hl

[153] Kafri, D.; Taylor, J. M.; Milburn, G. J. A classical channel model for gravitational decoherence. New Journal of Physics 16, 065020 (2014). https://doi.org/10.1088/1367-2630/16/6/065020. https://arxiv.org/abs/1401.0946

[154] Lawrence M. Krauss; Michael S. Turner. Geometry and Destiny. General Relativity and Gravitation 31, 1453–1459 (1999). https://doi.org/10.1023/A:1026757718530. https://arxiv.org/abs/astro-ph/9904020

[155] Robert R. Caldwell; Marc Kamionkowski; Nevin N. Weinberg. Phantom Energy: Dark Energy with w < −1 Causes a Cosmic Doomsday. 2003. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.071301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302506

[156] Eric V. Linder. Exploring the Expansion History of the Universe. Physical Review Letters 90, 091301 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.091301. https://arxiv.org/abs/astro-ph/0208512

[157] A. A. Starobinsky. How to determine an effective potential for a variable cosmological term. JETP Letters 68, 757–763 (1998). https://doi.org/10.1134/1.567941.

[158] M. Martinelli et al.; Euclid Collaboration. Euclid: constraining dark energy coupled to electromagnetism using astrophysical and laboratory data. Astronomy & Astrophysics 654, A148 (2021). https://arxiv.org/abs/2105.09746

[159] Kyle Cranmer; Johann Brehmer; Gilles Louppe. The frontier of simulation-based inference. Proceedings of the National Academy of Sciences 117, 30055–30062 (2020). https://doi.org/10.1073/pnas.1912789117. https://arxiv.org/abs/1911.01429

[160] H. T. Jense; I. Harrison; E. Calabrese; A. Spurio Mancini; B. Bolliet; J. Dunkley; J. C. Hill. A complete framework for cosmological emulation and inference with CosmoPower. arXiv:2405.07903v1 (2024); использована для методологического обсуждения. https://arxiv.org/abs/2405.07903

[161] Francisco Villaescusa-Navarro; Daniel Anglés-Alcázar; Shy Genel et al. The CAMELS project: Cosmology and Astrophysics with MachinE Learning Simulations. The Astrophysical Journal 915, 71 (2021). https://doi.org/10.3847/1538-4357/abf7ba. https://arxiv.org/abs/2010.00619

[162] Sean Talts; Michael Betancourt; Daniel Simpson; Aki Vehtari; Andrew Gelman. Validating Bayesian Inference Algorithms with Simulation-Based Calibration. arXiv:1804.06788v2, исправлено 21 октября 2020 года. https://arxiv.org/abs/1804.06788

[163] Toka Alokda; Cristiano Porciani; Alexander Eggemeier. Coverage is not enough: Frequentist tests of simulation-based inference for primordial non-Gaussianity. Astronomy & Astrophysics 714, A66 (2026). https://doi.org/10.1051/0004-6361/202660668. https://arxiv.org/abs/2605.00980

[164] Adam Foster; Martin Jankowiak; Eli Bingham; Paul Horsfall; Yee Whye Teh; Tom Rainforth; Noah Goodman. Variational Bayesian Optimal Experimental Design. Advances in Neural Information Processing Systems 32 (2019); arXiv:1903.05480v3. https://arxiv.org/abs/1903.05480

[165] Joseph Tooby-Smith. HepLean: Digitalising high energy physics. arXiv:2405.08863v1 (2024); использована авторская версия. https://arxiv.org/abs/2405.08863

[166] Jordan Meadows; Lan Zhang; Andre Freitas. FormalScience: Scalable Human-in-the-Loop Autoformalisation of Science with Agentic Code Generation in Lean. ACL 2026; arXiv:2604.23002v1. https://arxiv.org/abs/2604.23002

[167] M. Filzinger et al. Improved limits on the coupling of ultralight bosonic dark matter to photons from optical atomic clock comparisons. Physical Review Letters 130, 253001 (2023). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.253001. https://arxiv.org/abs/2301.03433

[168] G. Dvali; M. Zaldarriaga. Changing alpha with time: implications for fifth-force-type experiments and quintessence. Physical Review Letters 88, 091303. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0108217

[169] Emilio Bellini; Ignacy Sawicki. Maximal freedom at minimum cost: linear large-scale structure in general modifications of gravity. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 07 (2014) 050. https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/07/050. https://arxiv.org/abs/1404.3713v3

[170] Jaume Garriga; V. F. Mukhanov. Perturbations in k-inflation. Physics Letters B 458, 219–225 (1999). https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00602-4. https://arxiv.org/abs/hep-th/9904176

[171] Particle Data Group; Y. Gershtein and A. Pomarol (section authors). Extra Dimensions, Review of Particle Physics 2025. 2025. https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-extra-dimensions.pdf

[172] MICROSCOPE Collaboration; P. Touboul et al. MICROSCOPE Mission: Final Results of the Test of the Equivalence Principle. Physical Review Letters 129, 121102. https://arxiv.org/abs/2209.15487

[173] KamLAND-Zen Collaboration; S. Abe et al. Search for Majorana Neutrinos with the Complete KamLAND-Zen Dataset. Physical Review Letters 135, 262501 (2025). https://doi.org/10.1103/jkf6-48j8. https://arxiv.org/abs/2406.11438

Автор и проекты

Электронная почта: info@brenev.com

Сайт автора: brenev.com

Сайт Миры: mira.technology

Другие проекты: haraizen.tech

Телеграм: https://t.me/Eudgenee