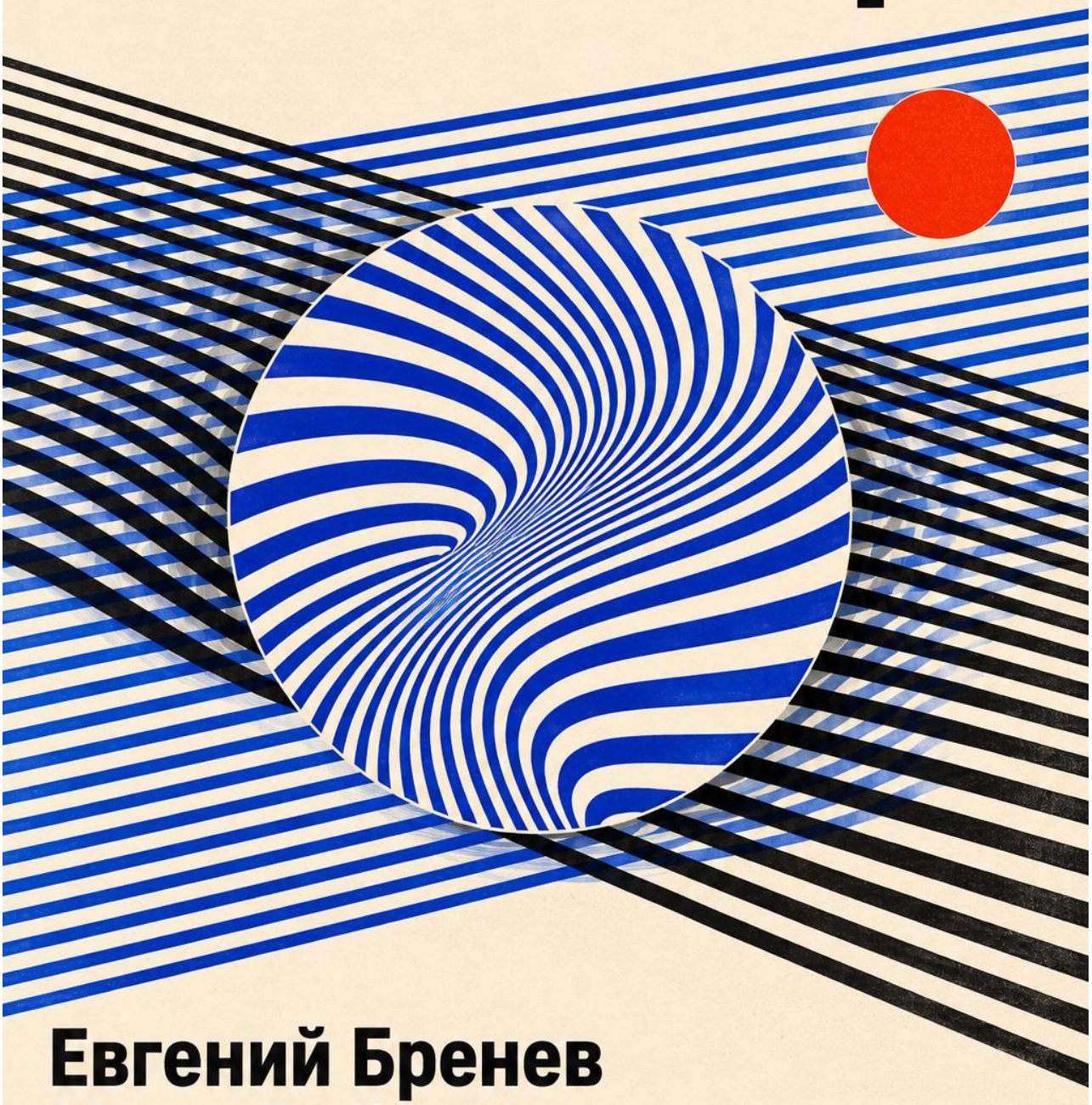
ПРЕДЕЛ СУПЕРПОЗИЦИИ



Евгений Бренев
Мира Вейран

Предел суперпозиции

От суперпозиции к проверяемым гипотезам

Евгений Бренев
Мира Вейран
2026

Предисловие

О чём эта книга

Квантовая теория позволяет рассчитывать вероятности с высокой точностью и управлять состояниями, которые трудно совместить с привычной картиной отдельных вещей. При этом её практическая успешность не отменяет вопросов о природе состояния, измерении и отношении квантового описания к гравитации. Эти вопросы становятся особенно интересными там, где удаётся предложить различающиеся экспериментальные предсказания.

Главная тема книги — поиск проверяемой границы между стандартной квантовой динамикой открытой системы и дополнительным физическим механизмом. Повторяющийся пример связан с потерей пространственной интерференции. Этот эффект достаточно конкретен для расчёта и одновременно достаточно сложен, чтобы показать основные трудности: среда способна имитировать сигнал, параметры могут быть неразличимы, а идеализированный опыт может не учитывать важную часть траектории.

Книга начинается с необходимых понятий и постепенно переходит к современным исследованиям. Затем рассматриваются модели коллапса, шум, гравитационное запутывание и физические часы. Последняя часть формулирует рабочие гипотезы и концепции измерительных протоколов. Для каждого направления важны область применимости, наблюдаемая величина и условия, при которых от предложенного объяснения следует отказаться.

Исходная математическая заготовка — комбинация трёх измерений скорости декогеренции — проходит через несколько глав. Сначала она кажется удобным способом убрать фон. Затем обнаруживается точный контрпример: обычные случайные толчки могут дать тот же закон. Дальнейшее развитие строится вокруг вопроса о том, какая дополнительная информация действительно помогает различать механизмы. Благодаря этому общая методология возникает из конкретной физической задачи.

Книга соединяет объяснение физических принципов с выполненными проверками. Открытый натриевый эксперимент проходит через паспорт установки, расчёт среды и повторное выполнение опубликованного анализа. Отдельная искусственная модель позволяет измерить частоту ложных обнаружений, мощность и покрытие интервалов. В гравитационной части идеальная фаза доведена до измерительного свидетеля и конечного числа событий. Происхождение данных обозначено в каждом случае: собственные симуляции не представляются лабораторными наблюдениями, а воспроизведение чужого результата сохраняет атрибуцию.

Центральный результат книги имеет методологический характер. Доступный наблюдению эффект следует связывать с классом динамических объяснений, калибровкой и правилом решения. Для некоторых классов построены количественные проверки; для других доказана точная неразличимость при ограниченном доступе к системе. Эти результаты не устанавливают научного

приоритета новых физических законов. Они задают воспроизводимую основу, на которой такое утверждение можно было бы проверять.

Как читать книгу

Первые шесть глав образуют вводную часть. Они подходят читателю, который знаком с общими школьными понятиями вероятности, энергии и волны, но не использует квантовый формализм ежедневно. Новые математические объекты вводятся через их роль в подготовке и измерении. Длинные технические выводы не требуются для понимания общей линии.

Вторая часть посвящена физическому пределу суперпозиции. Здесь понятия становятся конкретными: появляются масса, разделение ветвей, корреляционная длина, время удержания и параметры окружающей среды. Читателю, уже владеющему матрицами плотности, удобно начинать с седьмой главы и возвращаться к вводным определениям по необходимости.

Третья часть рассматривает гравитацию и время. Она не предполагает, что квантовая природа гравитации уже экспериментально установлена выбранными лабораторными протоколами. Главная задача состоит в различении уровней вывода: измерение силы, наблюдение фазы, обнаружение запутанности и проверка устройства посредника отвечают на разные вопросы.

Последняя часть рассчитана на читателя, который хочет перейти к собственным расчётам. В ней физически задана общая пространственно-временная модель, разобраны пределы её связи с коллапсными гипотезами и выполнен статистический опыт с отдельной калибровкой, поиском по масштабу и отложенной проверкой. Для временного шума рассчитано действие конечных импульсов. Главы показывают как успешное восстановление внесённого сигнала, так и ложную физическую атрибуцию при недостаточно полном фоне.

Формулы сопровождаются объяснениями обозначений и номерами по главам. Их удобно читать в два прохода: сначала проследить измерительную задачу по основному тексту, затем проверить вычисление. Числовые ссылки ведут к библиографии. Первые главы содержат законченные примеры с двумя состояниями и двумя базисами; техническое приложение выводит формулы правдоподобия, проекции и временного шума. Словарь и инструкция запуска позволяют возвращаться к определениям и воспроизводить числа без восстановления скрытых шагов.

Синий и оранжевый акценты помогают различать элементы; значение цвета уточняется в каждом рисунке. Учебные и проектные схемы обозначены отдельно от устройства опубликованного эксперимента. Масштаб предметов на поясняющих рисунках условный; количественные зависимости задаются размерными обозначениями, формулами и графиками.

Содержание

Часть I Основы квантового описания

1 Что утверждает квантовая теория 6
2 Состояния и вероятности в квантовой динамике 12
3 Измерение и окружающая среда 21
4 Запутанность и ограничения на объяснение 28
5 Когда гипотеза меняет теорию 34
6 Как измерение становится свидетельством 40

Часть II Поиск предела суперпозиции

7 Как ищут предел суперпозиции 46
8 Модели объективного коллапса 57
9 Окружающая среда как физическая модель 65
10 Три измерения и предел их смысла 77
11 Что добавляют нагрев и корреляции 86
12 От исходных отсчётов к проверенному результату 96

Часть III Гравитация и физические часы

13 Почему гравитацию трудно включить в квантовую картину 106
14 Две массы и проверка посредника 116
15 Что означает квантовое время 133
16 Как сравнивать гравитационные модели 143

Часть IV Проверяемая исследовательская программа

17 Гипотеза универсального пространственного шума 155
18 Гипотеза памяти и управляемой декогеренции 169
19 Предел различимости и минимальный набор наблюдений 181
20 Измерительные установки и полный путь данных 191
21 Результаты вычислительной программы и пределы вывода 200
Что установлено и где проходит граница вывода 211
Приложение А Обозначения и физические единицы 213
Приложение Б Краткий словарь 215
Приложение В Воспроизведение расчётов 217
Приложение Г Технические выводы 219
Литература 223
Список иллюстраций 230

Часть I Основы квантового описания

1 Что утверждает квантовая теория

Квантовая теория связывает способ подготовки системы с вероятностями результатов измерения. Её необычность обнаруживается уже тогда, когда один объект может прийти к детектору несколькими путями. Чтобы понять последующие гипотезы, сначала необходимо установить, какие особенности этого опыта действительно требуют объяснения.

Один объект и много повторений

Представим установку, которая выпускает частицы по одной. Между источником и экраном находятся два доступных пути. Каждый зарегистрированный объект оставляет локальный след: отдельную точку, вспышку или электрический импульс. После многих повторений возникает распределение попаданий. В определённых условиях оно содержит чередующиеся области высокой и низкой вероятности. Эти полосы и составляют интерференционную картину.

Отдельная точка и распределение точек отвечают на разные вопросы. Первое показывает, где завершилось конкретное взаимодействие с детектором. Второе характеризует статистику одинаково подготовленных опытов. Поэтому фраза «частица ведёт себя как волна» требует уточнения: волновая структура появляется в правилах расчёта вероятностей, хотя регистрация может быть локальной. Из одного попадания обычно невозможно восстановить всю эту структуру.

Один из исторических шагов к проверке такого поведения для сложных объектов был сделан в 1999 году: интерференцию наблюдали для молекул C60. Важно, что речь шла о центре масс молекулы, состоящей из многих атомов, а не об отдельном электроне внутри неё. Этот результат расширил класс систем, для которых удалось реализовать соответствующий опыт [1]. Последующие эксперименты с более массивными объектами рассматриваются в седьмой главе.

Мысленный опыт с двумя путями полезен именно своей простотой. Он позволяет отдельно обсуждать подготовку, прохождение установки и регистрацию. Если эти стадии смешать, легко принять изменение источника за изменение законов движения или особенность детектора за фундаментальный предел природы. В реальной работе каждая стадия получает собственную модель и собственные проверки.

Амплитуда и вероятность

Для двух альтернатив стандартная квантовая механика сначала складывает амплитуды. Они могут быть комплексными числами, поэтому их нельзя отождествлять с положительными вероятностями. После сложения вычисляется

квадрат модуля. Именно на этом шаге появляется член, зависящий от относительной фазы двух вкладов.

Пусть амплитуды прихода в определённую точку экрана равны a и b. Если обе альтернативы участвуют когерентно, вероятность пропорциональна квадрату модуля их суммы. При независимом классическом выборе пути складывались бы вероятности. Различие между этими процедурами можно проверить, меняя относительную фазу и наблюдая перемещение полос.

Фаза не является дополнительной вероятностью того, что объект «передумал» идти по выбранному пути. Она задаёт взаимное положение комплексных амплитуд. Удобная геометрическая аналогия — два ориентированных отрезка на плоскости: результат сложения зависит и от их длин, и от угла между ними. Аналогия объясняет вычисление, но сама по себе не сообщает, из какого физического вещества состоит волновая функция.

При одинаковых модулях вкладов относительная фаза может усилить вероятность в одной точке и подавить в другой. Вероятность нигде не становится отрицательной: квадрат модуля всегда неотрицателен. Исчезновение вероятности в некоторой области означает перераспределение по допустимым исходам при сохранении полной нормировки. Если возможны потери, исход «частица не зарегистрирована» также должен быть включён в полный набор результатов.

$$|a+b|^2 = |a|^2 + |b|^2 + 2\mathrm{Re}(a^* b)$$

(1.1) Последний член — интерференционный. Звёздочка означает комплексное сопряжение, а Re выделяет действительную часть.



Рисунок 1. Сложение амплитуд создаёт интерференционные полосы. Показаны нормированные модельные распределения; их общая огибающая одинакова.

Суперпозиция и незнание

Можно подготовить объект так, что в половине опытов открыт левый путь, а в другой половине правый. Если забыть, какой вариант был выбран, получится статистическая смесь. В другой процедуре оба пути остаются когерентными, а их относительная фаза контролируется. При измерении только положения до сведения путей обе подготовки могут давать одинаковую статистику. После сведения различие становится наблюдаемым.

Поэтому незнание результата и квантовая суперпозиция не являются взаимозаменяемыми понятиями. Система может быть плохо известна экспериментатору и при этом описываться смесью состояний. Она также может быть приготовлена в известном чистом состоянии, из которого нельзя заранее предсказать единичный исход выбранного измерения. Для различения этих случаев требуется указать, какие измерения доступны.

Есть и обратная тонкость. То, что выглядит смесью для одного объекта, может возникнуть из чистого запутанного состояния более крупной системы. Если доступен только объект, некоторые корреляции остаются недоступными. Его локальное описание тогда не содержит всей информации о совместном состоянии. В третьей главе этот переход будет показан на явном расчёте.

Когда используется выражение «объект находится в двух местах», оно кратко обозначает подготовку с пространственно разделёнными когерентными компонентами. Оно не должно подменять описание опыта картиной двух классических копий, каждая из которых обладает всеми свойствами исходного тела. Какие величины определены и какие корреляции существуют, решает конкретное состояние.

Один запуск и ожидаемая картина

В двухпутевом примере можно сразу перейти к числам. Пусть источник готовит равные амплитуды, а перед сведением путей в правой ветви устанавливается фаза φ. Сведённый пучок приходит к двум выходам, обозначенным знаками плюс и минус. Идеальная настройка устроена так, что при нулевой фазе амплитуды усиливаются в выходе плюс и гасят друг друга в выходе минус. При фазе π выходы меняются ролями.

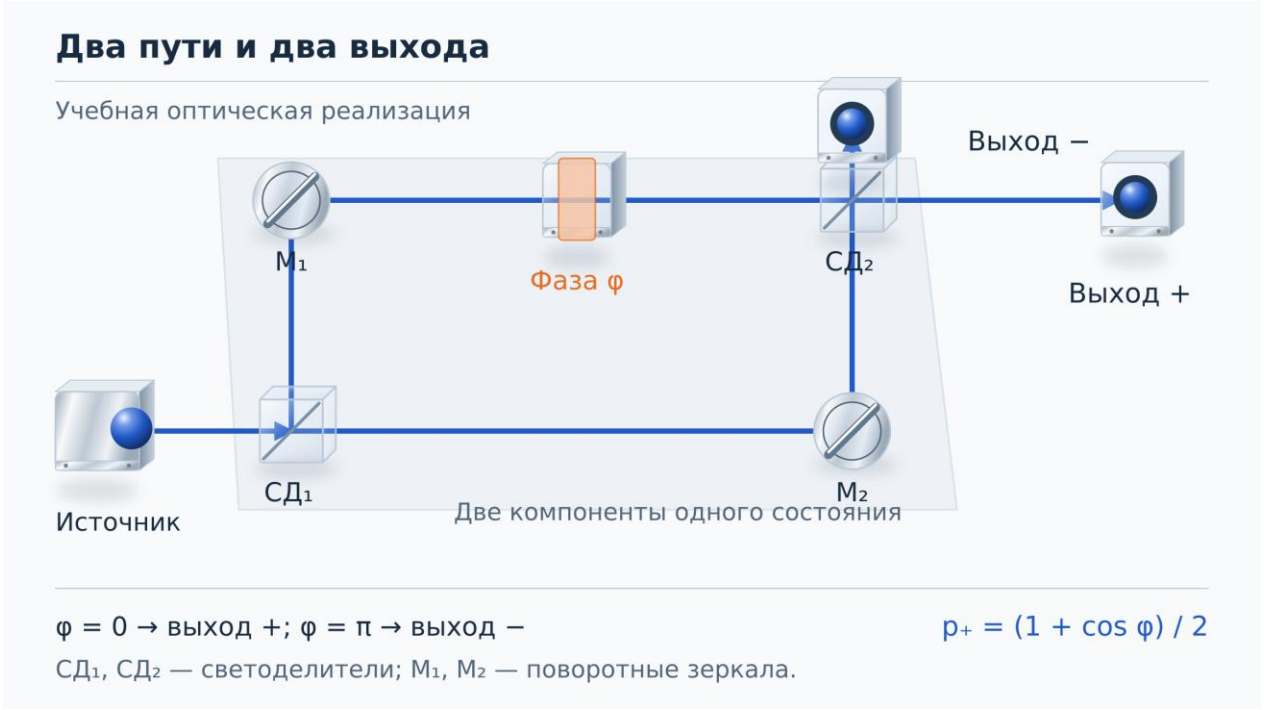


Рисунок 2. Учебный двухпутевой интерферометр: два светоделителя, два поворотных зеркала, фазовый элемент и два детектора. В выбранной конвенции идеальная настройка даёт $p_+(\varphi) = (1 + \cos\varphi)/2$: при $\varphi = 0$ срабатывает выход плюс, при $\varphi = \pi$ — выход минус. Синие линии обозначают компоненты состояния одного объекта. Это учебная оптическая схема, не натриевая установка MUSCLE.

При $\varphi = \pi/2$ оба исхода равновероятны. Для тысячи одинаковых запусков ожидаются примерно пятьсот регистраций в каждом выходе. Это математическое ожидание, а не обещание строго равных целых чисел в каждой серии. Если запуски независимы, стандартное отклонение числа регистраций одного выхода равно корню из $Np(1-p)$. При $N = 1000$ и $p = 1/2$ оно составляет около 15,8. Поэтому, например, умеренное различие двух счётчиков само по себе не означает поломки интерферометра.

Теперь путь выбирается случайно ещё при подготовке. В половине запусков объект направляется в левую ветвь, в половине — в правую; когерентной связи между ними нет. После идеального сведения оба выхода дают вероятность 1/2 при любой фазе. Таким образом, различие двух подготовок видно не в отдельной точке детектора и даже не в одном наборе пятисот событий. Оно проявляется в зависимости распределения от контролируемой настройки.

Эта сцена будет повторяться в книге с постепенно более подробным описанием. Во второй главе вероятности получаются из матриц. В третьей появится физическая запись пути в маркере. В шестой будут добавлены потери регистрации и ошибки метки выхода. Благодаря этому абстрактная «потеря когерентности» всякий раз связывается с тем, какие события изменились и какое дополнительное измерение позволяет понять причину.

У нулевой вероятности в идеальной формуле есть точный смысл: соответствующая амплитуда обнулилась в данной модели. В лабораторной записи могут оставаться фоновые события, небольшая ошибка фазы и

несовершенное сведение. Поэтому идеальный ноль полезен как контрольный предел вычисления. Для оценки реального эффекта требуется отдельно описать, какие обычные процессы создают отсчёты в почти тёмном выходе.

$$p_+(\varphi) = \frac{1 + \cos\varphi}{2}$$

$$p_-(\varphi) = 1 - p_+(\varphi).$$

(1.2) Вероятности двух выходов идеального интерферометра с равными амплитудами. Для равновероятной смеси путей обе вероятности равны 1/2 независимо от фазы.

Что считается наблюдением

В физическом протоколе наблюдение означает взаимодействие, которое связывает состояние системы с различимыми состояниями прибора или среды. Детектор способен зарегистрировать событие, пока в комнате нет человека. Данные могут быть сохранены и прочитаны позднее. Для вычисления показаний такого устройства стандартному формализму достаточно описания взаимодействия, подготовки и считывания.

Это не решает всех философских вопросов о сознании и опыте. Оно устанавливает более узкий факт о построении модели: в изучаемые здесь уравнения не вводится отдельная переменная «человек посмотрел». Если предлагается физическая зависимость от сознательного восприятия, она должна быть сформулирована как самостоятельная гипотеза с собственными наблюдаемыми следствиями. Простого употребления слова «наблюдатель» для этого недостаточно.

Особенно важно различать получение информации о пути и её последующее использование. Если информация физически записана в другом объекте и этот объект не контролируется, интерференция выбранной подсистемы может уменьшиться независимо от того, кто прочитал запись. Количественная связь доступной информации о пути и видимости интерференции исследована, в частности, в работе Энглерта [2].

В дальнейшем слова «наблюдатель», «датчик» и «система считывания» будут относиться к конкретным физическим ролям. Такой язык позволяет проверять утверждения без скрытого перехода между экспериментом и мировоззрением. Он также помогает заметить, когда популярное объяснение обещает больше, чем следует из измерений.

Масштаб вопроса

Успешность квантового расчёта для некоторого диапазона масс, энергий и времён не доказывает его применимость во всех возможных условиях. Любая экспериментальная проверка имеет область чувствительности. В то же время отсутствие прямого опыта с произвольно большим объектом не является свидетельством нарушения теории. Между этими утверждениями находится работа по расширению диапазона измерений.

Эта книга сосредоточена на пространственной когерентности, открытых квантовых системах и проверяемых изменениях динамики. Квантовая теория поля, физика частиц и устройство квантовых вычислителей появляются там, где помогают поставить конкретный вопрос. Полное изложение всех разделов квантовой физики потребовало бы другой структуры и другого объёма.

Главный интерес представляет переход от общего сомнения к сравнению предсказаний. Вопрос «полна ли квантовая механика» становится экспериментальным, когда указаны две модели, параметры установки и данные, по которым их можно различить. Такое уточнение не уменьшает фундаментальность задачи. Оно показывает, какая работа необходима, чтобы ответ перестал зависеть только от предпочитаемой картины мира.

В следующей главе этот разговор получает математический язык. Для основной линии книги достаточно нескольких объектов: вектора состояния, матрицы плотности, правила вычисления вероятностей и уравнения движения. Каждый из них будет введён через задачу, которую он решает.

2 Состояния и вероятности в квантовой динамике

Математика квантовой теории нужна для сопоставления подготовок и измерений. Символы приобретают смысл через операции, которые можно выполнить или хотя бы точно определить. Эта глава вводит минимальный набор обозначений и показывает, какие требования должна сохранять возможная модификация теории.

Вектор состояния

Если система имеет два различимых базовых состояния, их удобно обозначить как ноль и единицу. Для интерферометра это могут быть левая и правая ветви; для другого устройства смысл будет иным. Запись вектором означает, что произвольное чистое состояние представляется линейной комбинацией выбранных базовых состояний.

Коэффициенты определяют амплитуды. Их квадраты модулей дают вероятности соответствующих исходов в данном базисе, а нормировка выражает то, что сумма вероятностей равна единице. Умножение всего вектора на один и тот же фазовый множитель не меняет наблюдаемых вероятностей. Относительная фаза между компонентами, напротив, может проявляться после изменения способа измерения.

Базис — способ записи, связанный с выбранными различимыми альтернативами. Его замена не создаёт новый объект в лаборатории. Однако физическая операция, поворачивающая состояние относительно фиксированного измерителя, меняет статистику. Полезно различать математическую смену координат и реальное воздействие на систему: смешение этих действий часто рождает ложные парадоксы.

Даже для двух состояний полный прогноз нельзя получить только из вероятностей нуля и единицы. Две подготовки с одинаковыми этими вероятностями могут различаться относительной фазой. Чтобы обнаружить различие, нужно измерение в другом базисе. Эта возможность станет основой восстановления состояния и проверки когерентности.

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

(2.1) Коэффициенты α и β — комплексные амплитуды. Вероятности 0 и 1 в выбранном базисе равны квадратам их модулей.

Матрица плотности

Не всякая подготовка описывается одним вектором. Источник может случайным образом выбирать разные чистые состояния, а исследователь может иметь доступ только к части более крупной системы. В обоих случаях удобно

использовать матрицу плотности. Она объединяет информацию, необходимую для вычисления локальных вероятностей.

Для известного чистого состояния матрица получается из внешнего произведения вектора на сопряжённый ему вектор. Для статистической смеси складываются такие матрицы с весами, равными вероятностям подготовки. Диагональные элементы в выбранном базисе задают вероятности базовых исходов. Внедиагональные элементы характеризуют когерентные связи относительно этого базиса.

Два одинаково заселённых пути дают особенно наглядный пример. В когерентной суперпозиции матрица содержит внедиагональные элементы. В смеси, где путь выбирается случайно и фазовая связь отсутствует, эти элементы равны нулю. Измерение пути не различает подготовки, потому что диагонали совпадают. Сведение путей и последующее измерение различают их.

Слово «внедиагональный» всегда относится к конкретному базису. Диагонализировать матрицу математически можно, но такая запись сама по себе не доказывает, что в эксперименте произошёл физический коллапс. Вопрос состоит в изменении предсказаний при фиксированном описании подготовки и считывания, а не в расположении чисел на странице.

$$\rho = \sum_j p_j |\psi_j\rangle\langle\psi_j|$$

$$p_j \geq 0$$

$$\sum_j p_j = 1$$

(2.2) Матрица плотности может представлять смесь подготовок. Разные разложения одной матрицы не обязаны соответствовать различимым локально ситуациям.

$$\rho_{+} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\rho_{\mathrm{mix}} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

(2.3) Первая матрица описывает когерентное состояние с равными амплитудами, вторая — равновероятную смесь двух базовых состояний.

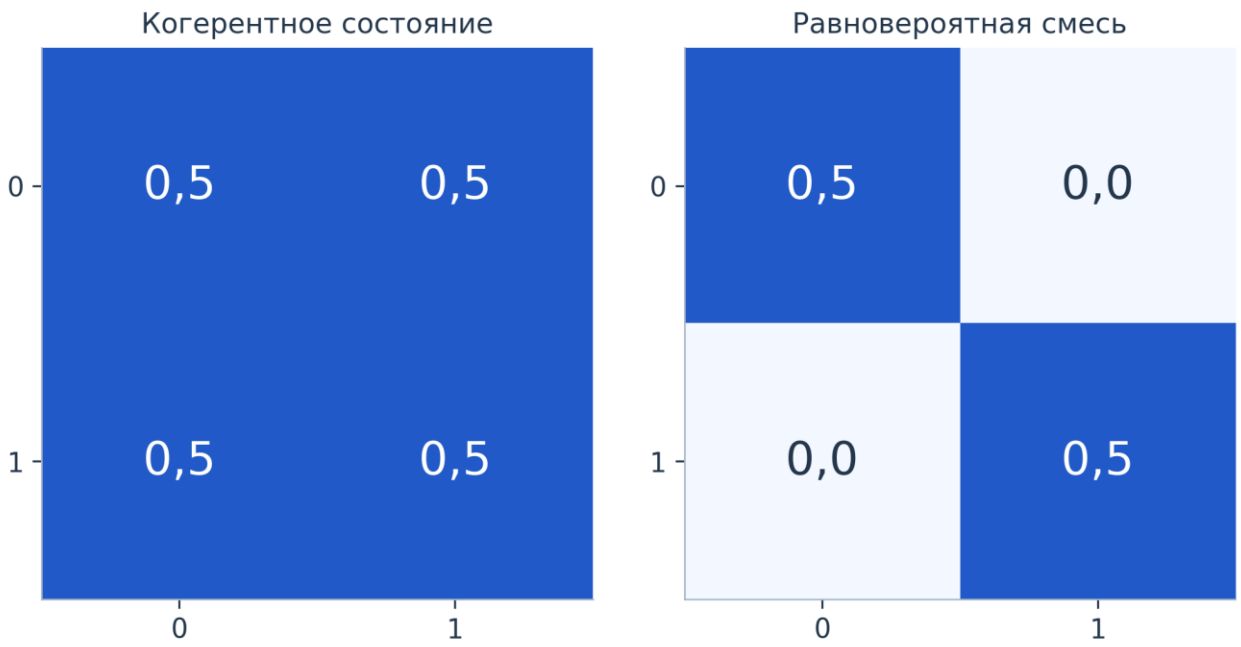


Рисунок 3. Матрицы двух подготовок с одинаковыми диагоналями. Внедиагональные элементы различаются, поэтому измерение в другом базисе может различить подготовки.

Правило вероятностей

Измерение задаётся набором возможных исходов и соответствующих операторов. В простейшем идеальном случае используются проекторы на различимые состояния. Для реальных приборов полезнее более общий набор положительных операторов, сумма которых равна единичному. Такой набор называют положительной операторнозначной мерой (POVM). Он позволяет учитывать конечную разрешающую способность и некоторые особенности считывания без утверждения, что прибор идеален.

Вероятность исхода вычисляется из состояния и оператора этого исхода. Это правило связывает абстрактную матрицу с частотами наблюдаемых событий. Оно также показывает, почему разные состояния могут быть неразличимы ограниченным набором измерений. Если выбранные операторы нечувствительны к различию между матрицами, дополнительные повторения того же опыта не восстановят недостающую информацию.

Нормировка и положительность матрицы плотности имеют прямой физический смысл. Отрицательная вероятность или сумма вероятностей, отличная от единицы для полного набора исходов, означают проблему модели либо неверное описание отбора данных. Возможная новая теория должна явно объяснить, как она получает допустимые вероятности. Красивое уравнение движения не освобождает от этой проверки.

При реконструкции состояния конечные статистические ошибки иногда дают формальную матрицу с небольшим отрицательным собственным значением. Это не автоматически нарушение квантовой механики. Сначала требуется проверить статистическую процедуру, калибровку и ограничения, наложенные при

восстановлении. Наблюдаемая статистика и результат численной реконструкции — разные уровни описания.

$$p(k) = \mathrm{Tr}(\rho E_k)$$

$$E_k \geq 0$$

$$\sum_k E_k = I$$

(2.4) Операторы E_k описывают исходы измерения. След Tr суммирует диагональные элементы произведения и даёт вероятность соответствующего исхода.

Два базиса и четыре вероятности

Рассмотрим две уже выписанные матрицы, ρ_+ и ρ_{mix}, как две инструкции для прогнозирования одного прибора. Измерение пути описывается проекторами $P_0 = |0\rangle\langle 0|$ и $P_1 = |1\rangle\langle 1|$. В принятой записи это диагональные матрицы с единственной единицей. При умножении на ρ и взятии следа выделяется соответствующий диагональный элемент. У обеих подготовок получаются p(0) = p(1) = 1/2.

Чтобы измерить другую величину, пути сводятся с контролируемой относительной фазой. При нулевой фазе выходу плюс соответствует вектор $|+\rangle = (|0\rangle+|1\rangle)/\sqrt{2}$, а выходу минус — вектор $|-\rangle = (|0\rangle-|1\rangle)/\sqrt{2}$. Проектор P_+ совпадает с матрицей ρ_+. След квадрата ρ_+ равен единице, поэтому когерентная подготовка попадает в выход плюс с вероятностью один. Для смеси след произведения I/2 и P_+ равен 1/2. Здесь используются те же две строки матрицы; новой физической переменной для различия не понадобилось.

Полезно выполнить одно умножение вручную. Произведение $\rho_{\mathrm{mix}}\, P_+$ равно матрице, все элементы которой равны 1/4. Сумма её диагональных элементов составляет 1/2. Напротив, $\rho_+^2 = \rho_+$, и сумма диагонали равна единице. Так правило со следом превращает качественное слово «когерентность» в проверяемое отличие двух распределений. У исходов минус вероятности дополняются до единицы: ноль и 1/2 соответственно.

Введём теперь фазу и постепенное затухание. Для равных населённостей обозначим относительный модуль когерентности через v, где $0 \leq v \leq 1$. Вектор с правой амплитудой $\exp(i\varphi)/\sqrt{2}$ даёт верхний внедиагональный элемент $\exp(-i\varphi)/2$; после выбранного дефазирующего канала он становится $v\,\exp(-i\varphi)/2$. Собственные значения матрицы равны $(1\pm v)/2$. Поэтому указанный диапазон v одновременно обеспечивает допустимое состояние и ограничивает видимость.

Измерение пути по-прежнему даёт две вероятности 1/2. Измерение после сведения даёт $p(+) = [1+v\cos\varphi]/2$. Например, при v = 0,6 и φ = 0 вероятность выхода плюс равна 0,8, при $\varphi = \pi/2$ она равна 0,5, при $\varphi = \pi$ — 0,2. Это три рассчитанных значения одного состояния при трёх настройках. Они не являются экспериментальной оценкой какого-либо механизма.

Такое сравнение показывает и границу метода. Измеренные значения могут определить v и φ в пределах модели, но не сообщают, чем уменьшено v.

Смешение при подготовке, неконтролируемая фаза и взаимодействие со средой могут привести к одной локальной матрице. Для поиска причины понадобятся условия приготовления, временные зависимости и независимые наблюдения, к которым переходят следующие главы.

$$P_{+} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$P_{-} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}.$$

(2.5) Это два проектора измерения в базисе плюс и минус. Их сумма равна I, а произведение равно нулю.

$$\rho(v, \varphi) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & v e^{-i\varphi} \\ v e^{i\varphi} & 1 \end{pmatrix}$$

$$p_{+} = \frac{1 + v\cos\varphi}{2}.$$

(2.6) Параметр v описывает модуль относительной когерентности для данного двухуровневого примера. Он не задаёт физическую причину её уменьшения.

Подготовка	**p(0)**	**p(1)**	**p(+)**	**p(−)**
Когерентное состояние |+⟩	1/2	1/2	1	0
Равновероятная смесь	1/2	1/2	1/2	1/2
v = 0,6 и φ = 0	1/2	1/2	0,8	0,2

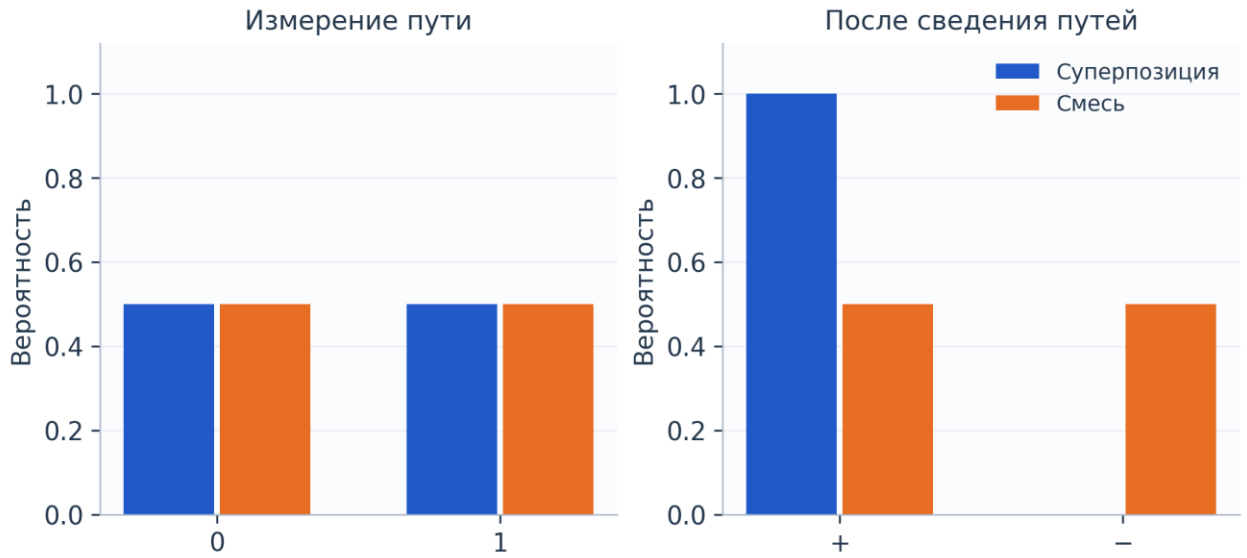


Рисунок 4. Два базиса различают две подготовки по-разному. В базисе пути вероятности совпадают; после сведения когерентная подготовка и смесь дают разные выходы. Все значения рассчитаны из выписанных матриц.

Что происходит после результата

Вероятности первого измерения ещё не определяют состояние, которое встретит второй прибор. Полное описание должно связывать каждый записанный исход с преобразованием системы. В квантовой теории это задаёт измерительный инструмент: для результата k используется полностью положительное отображение $\mathcal{J}_k$, а сумма отображений сохраняет след. Вероятность исхода равна следу ненормированного выходного состояния. Нормированное состояние после отбора результата получается делением на эту вероятность. Такой аппарат особенно важен при последовательных и условно выбранных измерениях. [56]

В конечномерном случае отображение можно представить операторами Крауса $M_k\alpha$. Дополнительный индекс α учитывает физически неразличённые варианты одного результата k. Сумма $M_k\alpha^\dagger M_k\alpha$ по α даёт оператор эффекта E_k, который входил в правило вероятностей. Следовательно, инструмент определяет POVM, но одного POVM обычно недостаточно для восстановления инструмента. Эта разница становится видна уже в опыте с двумя состояниями.

Пусть прибор слабо различает пути. Его два оператора K_+ и K_- диагональны; параметр μ между нулём и единицей задаёт силу различения. При $\mu = 0$ оба оператора пропорциональны единичному: запись ничего не сообщает о пути и состояние не меняется. При $\mu = 1$ получаются проекторы на пути. Промежуточный случай позволяет получить часть информации, сохранив часть когерентности.

Для входа $|+\rangle$ и $\mu = 0{,}6$ каждый знак прибора появляется с вероятностью 1/2. После результата плюс нормированная матрица имеет диагональ 0,8 и 0,2, а оба внедиагональных элемента равны 0,4. Она остаётся чистой: определитель равен нулю. Результат не означает, что произошло идеальное измерение пути; он изменил относительные амплитуды и сделал один путь более вероятным.

Сравним два устройства. Первое после получения знака плюс оставляет систему в указанном состоянии. Второе получает точно такую же запись, а затем меняет пути местами оператором X. Его оператор для этого исхода равен XK_+. Поскольку $X^\dagger X = I$, вероятности первого знака у двух устройств совпадают для любого входа. Но при следующем измерении пути вероятность нуля составляет 0,8 у первого и 0,2 у второго. Одинаковый набор эффектов E_k не описывает эту разницу.



Рисунок 5. Два измерительных инструмента имеют одинаковые эффекты E_k, но различаются действием после записи. Для входа $|+\rangle$ и $\mu = 0{,}6$ вероятность первой записи плюс равна 1/2. После её отбора следующий результат пути 0 имеет вероятность 0,8 без дополнительного действия и 0,2 после физической перестановки путей X. Совпадение первой статистики не задаёт состояние после измерения.

Если запись слабого прибора потеряна, складываются оба ненормированных выходных состояния. При $\mu = 0{,}6$ диагонали возвращаются к 1/2, а когерентность умножается на $\sqrt{(1-\mu^2)} = 0{,}8$. После сведения путей вероятность плюса равна 0,9. Условный прогноз с известной записью и безусловный прогноз после её удаления отвечают на разные экспериментальные вопросы. Это различие понадобится при обсуждении среды, непрерывного измерения и предполагаемого объективного коллапса.

$$\mathcal{J}_k(\rho) = \sum_\alpha M_{k\alpha}\rho M_{k\alpha}^\dagger$$

$$E_k = \sum_\alpha M_{k\alpha}^\dagger M_{k\alpha}.$$

(2.7) Инструмент определяет и вероятность исхода, и ненормированное состояние после него. Суммирование всех эффектов даёт I.

$$p_k = \mathrm{Tr}\,\mathcal{J}_k(\rho)$$

$$\rho_k = \frac{\mathcal{J}_k(\rho)}{p_k}\,(p_k > 0).$$

(2.8) Условное состояние определено для исходов ненулевой вероятности. При потере записи выход равен сумме $\mathcal{J}_k(\rho)$, без дополнительной нормировки каждого слагаемого.

$$K_+ = \begin{pmatrix} \sqrt{(1+\mu)/2} & 0 \\ 0 & \sqrt{(1-\mu)/2} \end{pmatrix}$$

$$K_- = \begin{pmatrix} \sqrt{(1-\mu)/2} & 0 \\ 0 & \sqrt{(1+\mu)/2} \end{pmatrix}.$$

(2.9) Два оператора слабого измерения пути. Здесь 0 ≤ μ ≤ 1; их квадраты суммируются в единичную матрицу.

$$\rho_{+\text{record}} = \begin{pmatrix} 0.8 & 0.4 \\ 0.4 & 0.2 \end{pmatrix}$$

$$X\rho_{+\text{record}}X = \begin{pmatrix} 0.2 & 0.4 \\ 0.4 & 0.8 \end{pmatrix}.$$

(2.10) Два разных состояния после одной и той же статистики первого результата. Перестановка путей становится различима при следующем измерении.

Замкнутая и открытая система

Для идеализированной замкнутой системы эволюция состояния задаётся гамильтонианом. Он определяет, как меняются фазы и как перераспределяются амплитуды. Унитарная динамика сохраняет нормировку и допускает обратное преобразование на уровне полного математического описания, если гамильтониан и управление известны.

Открытая система обменивается информацией и иногда энергией с окружением. Её состояние обычно нельзя описать одним унитарным оператором, действующим только на неё. Это не означает немедленного отказа от квантовой механики. Можно описывать совместную систему и затем исключать недоступные степени свободы при вычислении локальных вероятностей.

В определённых марковских приближениях динамику матрицы плотности записывают в форме, установленной работами Горини, Коссаковского, Сударшана и Линдблада. Её структура обеспечивает полную положительность и сохранение следа при соответствующих условиях [8, 9]. Эти работы характеризуют класс генераторов; они не утверждают, что всякая реальная среда лишена памяти.

Полная положительность означает корректность преобразования и в случае, когда рассматриваемая система запутана с дополнительной, на которую преобразование не действует. Обычной положительности только для изолированного набора входов может оказаться недостаточно. Эта тонкость существенна при построении новых динамических моделей: их нужно проверять на составных системах.

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = H|\psi\rangle$$

(2.11) Уравнение Шрёдингера для замкнутой системы. Постоянная $\hbar$ переводит энергию в масштаб скорости изменения фазы.

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \sum_k \left(L_k \rho L_k^\dagger - \frac{1}{2}\{L_k^\dagger L_k, \rho\} \right)$$

(2.12) Марковский генератор в форме GKSL. Квадратные скобки обозначают коммутатор, фигурные — антикоммутатор. Параметры скоростей могут быть включены в операторы L_k.

Почему одних формул недостаточно

Одна и та же форма уравнения может возникать из разных микроскопических описаний. Дополнительный член, уменьшающий когерентность, может представлять столкновения, флуктуирующее поле или предполагаемый фундаментальный механизм. Поэтому назвать член «коллапсом» ещё не значит установить его происхождение.

Для физической интерпретации требуется указать, к каким переменным он относится, какие параметры считаются универсальными и как он изменяется при управляемой смене условий. Если коэффициент свободно подбирается отдельно для каждого опыта, модель может описывать наблюдения, но её предсказательная сила ограничена. Универсальная гипотеза предъявляет более сильное требование согласованности.

Конкретный пример задаёт удобный порядок проверки новой динамики. Сначала вычисляются нормированные вероятности одного измерения, затем совместные вероятности последовательности, после чего добавляются среда и управление. Приближения — точечное тело, белый шум, постоянное расстояние — вводятся на том шаге, где они упрощают соответствующий расчёт. В последующих частях будут показаны и пределы этих упрощений.

Теперь можно описать измерение как взаимодействие двух или нескольких квантовых систем. Именно в этом описании становится видна роль среды и возникает вопрос о том, что объясняет декогеренция, а что остаётся за пределами её непосредственного результата.

3 Измерение и окружающая среда

Измерительный прибор должен измениться так, чтобы его состояние зависело от состояния исследуемого объекта. Эта простая задача приводит к запутыванию. Если прибор взаимодействует со средой, часть корреляций становится недоступной, и локальная интерференция ослабевает. Здесь можно проследить весь переход без обращения к метафоре человеческого взгляда.

Как появляется запись

Рассмотрим прибор с начальным состоянием готовности. Он устроен так, что объект в состоянии ноль переводит его в одну запись, а объект в состоянии один — в другую. Для этих двух входов работа прибора кажется полностью классической: каждому входу соответствует определённый выход.

Но квантовая динамика линейна. Если на входе находится суперпозиция двух состояний, после взаимодействия получается суперпозиция двух коррелированных сочетаний объекта и прибора. Формальный результат содержит связь между компонентой состояния объекта и соответствующей записью. Нельзя заменить его одним из сочетаний только потому, что прибор велик.

Это и создаёт центральное напряжение проблемы измерения. Линейная модель совместного взаимодействия даёт определённое состояние, тогда как в каждом конкретном считывании фиксируется определённая запись. Разные интерпретации и модификации теории по-разному связывают эти уровни описания. Прежде чем обсуждать их, необходимо понять, что делает окружение прибора.

Две записи должны быть достаточно устойчивыми и различимыми для выбранной процедуры считывания. Не каждое кратковременное взаимодействие создаёт пригодный результат измерения. Если состояния прибора почти совпадают, информация об объекте мала. Если они быстро меняются непредсказуемо, запись может не сохраняться до момента чтения.

$$(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)|D_{\mathrm{ready}}\rangle \longrightarrow \alpha|0\rangle|D_0\rangle + \beta|1\rangle|D_1\rangle$$

(3.1) Идеализированное измерительное взаимодействие связывает два входных состояния с двумя записями прибора. Линейность сохраняет суперпозицию совместных альтернатив.



Рисунок 6. Объект взаимодействует с прибором, а сведения о состоянии записи могут распространяться в окружение через дальнейшие взаимодействия. Нижние строки показывают альтернативы совместного описания, а не два одновременно прочитанных исхода одного запуска. Декогеренция сама по себе не является доказательством выбора единственного исхода. Концептуальная сцена: геометрия, масштабы и число фрагментов среды не задают количественную модель.

Что видит подсистема

Пусть левая и правая ветви объекта коррелируют с двумя состояниями среды. Совместное состояние остаётся чистым в идеализированной модели, однако локальная матрица плотности объекта получается после исключения среды. Её внедиагональный элемент умножается на перекрытие двух состояний окружения.

Если окружение в обоих случаях практически одинаково, перекрытие близко по модулю к единице, и фазовая связь доступна объекту. Если окружение способно надёжно различать пути, перекрытие мало. Тогда интерференция объекта ослабевает, даже если среда не измерялась специально и её состояние никто не прочитал.

Для нескольких независимых фрагментов среды совместное перекрытие становится произведением отдельных перекрытий. Например, если каждый из ста условных фрагментов имеет перекрытие 0,99, произведение составляет около 0,366. При тысяче таких фрагментов оно около 0,000043. Эти числа относятся к математическому примеру, а не к определённой экспериментальной установке. Они показывают, как множество слабых корреляций может сделать локальную интерференцию практически недоступной.

Независимость фрагментов здесь существенна. Реальная среда может иметь пространственные и временные корреляции, поэтому простое произведение не

всегда допустимо. Именно такие детали становятся решающими, когда обычную декогеренцию пытаются отделить от дополнительного механизма.

$$|\Psi\rangle = \frac{|L\rangle|E_L\rangle + |R\rangle|E_R\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$\rho_{LR} = \frac{1}{2}\langle E_R|E_L\rangle$$

(3.2) Частичный след по среде оставляет в локальной когерентности перекрытие её состояний. Это непосредственный расчёт для выбранного совместного состояния.

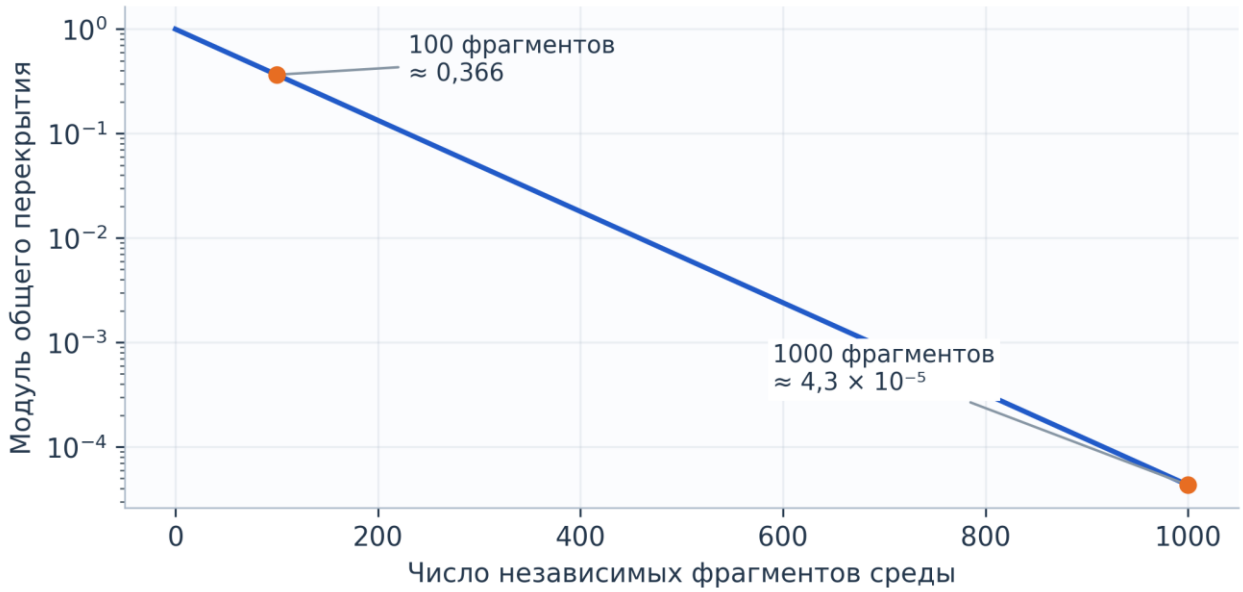


Рисунок 7. Математический пример накопления корреляций. При перекрытии 0,99 для каждого независимого фрагмента общий множитель равен 0,99 в степени N.

Почему некоторые записи устойчивее других

Окружение обычно взаимодействует с определёнными физическими величинами. Например, рассеянное излучение может нести информацию о положении объекта. Состояния, которые при таком взаимодействии устойчиво коррелируют со средой, играют особую роль в формировании наблюдаемых записей.

В работе Журека 1981 года связь устойчивого базиса прибора с гамильтонианом его взаимодействия с окружением была сформулирована явно. Последующее описание индуцированных средой правил суперотбора развило эту идею [3, 4]. Для данной книги важно конкретное следствие: выбор устойчивых записей зависит от физики связи с окружением, а не от произвольного предпочтения экспериментатора.

Этот результат помогает объяснить, почему в повседневных измерениях обычно доступны определённые макроскопические записи. Однако утверждение об устойчивости некоторого набора состояний не тождественно утверждению о выборе одного исхода в отдельном опыте. Оно характеризует динамическую

структуру корреляций и подавление наблюдаемой интерференции между записями.

Различие становится особенно важным при создании альтернативных моделей. Если добавленный член уравнения просто уменьшает внедиагональные элементы ансамблевой матрицы, из этого ещё не следует, что полностью описана история единичного события. Для такого вывода нужно задать дополнительные правила или динамику индивидуальных состояний и показать их связь с ансамблевым описанием.

Обратимость и доступ к корреляциям

В идеализированной замкнутой системе унитарную эволюцию можно обратить подходящим обратным оператором. Но если объект запутался с огромным числом неконтролируемых степеней свободы, реализация такого обращения становится отдельной физической задачей. Обратимость уравнения не означает, что лаборатория обладает доступом ко всем необходимым переменным.

Поэтому практическая необратимость может возникать без фундаментального нарушения унитарности полного описания. В эксперименте важен масштаб потери контроля: сколько информации доступно, какие воздействия разрешены и как долго сохраняется запись. Утверждение «интерференция исчезла» всегда относится к определённому набору доступных операций.

Можно рассмотреть простую модель маркировки пути дополнительным двухуровневым объектом. Если маркер хранит разные записи для левой и правой ветви, интерференция без учёта маркера уменьшается. При подходящем совместном измерении корреляции могут проявиться в условных поднаборах данных. Это не позволяет произвольно изменить уже зарегистрированное прошлое: речь идёт о том, какие совместные вероятности анализируются.

Постотбор требует особой аккуратности. Если показывать только выбранный поднабор событий, можно получить картину, отсутствующую в полном распределении. Физическое утверждение должно сопровождаться вероятностью попадания в поднабор и правилом его выбора. Иначе изменение статистики легко принять за новый причинный эффект.

Запись пути и условная интерференция

Возьмём маркер с двумя ортогональными состояниями. После идеальной маркировки совместное состояние объекта и маркера равно $(|0\rangle|0\rangle+|1\rangle|1\rangle)/\sqrt{2}$. Частичный след по маркеру даёт объекту матрицу $I/2$. После сведения путей любой фазовый сдвиг оставляет локальные вероятности выходов равными $1/2$. Вся фазовая информация не исчезла из совместного описания: она перестала быть доступной только по объекту.

Теперь маркер измеряется в базисе плюс и минус. Для каждого знака вероятность равна $1/2$. При знаке плюс условное состояние объекта равно $|+\rangle$, при знаке минус — $|-\rangle$. После фазового сдвига φ и сведения вероятность выхода

плюс составляет соответственно [1+cosφ]/2 и [1−cosφ]/2. Две условные интерференционные картины сдвинуты на половину периода.

Сумма с правильными весами возвращает локальный прогноз: половина первой кривой плюс половина второй равна 1/2 при любой фазе. Например, при φ = 0 событие «маркер плюс и объект плюс» имеет вероятность 1/2, «маркер минус и объект плюс» — ноль. Но все события с объектом плюс по-прежнему занимают половину полной серии. Сортировка не создала дополнительные регистрации; она разделила уже существующие совместные события.

Для прибора, читающего только объект, значение знака маркера неизвестно. Поэтому по одной локальной записи нельзя узнать, был ли маркер измерен в базисе пути или в базисе плюс и минус. Чтобы увидеть условные полосы, необходимо сопоставить обе записи и применить заранее определённое правило отбора. Это конкретная версия различия между корреляцией и управляемым сообщением.



Рисунок 8. Для условной статистики необходимо сопоставить классические журналы объекта и маркера. Отбор по знаку маркера образует два поднабора с весами 1/2 в примере этой главы; полный журнал сохраняется. Ни локальная запись объекта, ни последующая сортировка сами по себе не дают управляемого сообщения или воздействия на уже завершившийся запуск.

Промежуточная маркировка тоже вычисляется непосредственно. Если состояния маркера имеют вещественное перекрытие c = 0,5, локальная матрица объекта получает внедиагональные элементы 0,25 и видимость v = 0,5. При нулевой фазе вероятность плюса равна 0,75. Таким образом, непрерывное уменьшение перекрытия среды задаёт непрерывное изменение наблюдаемых вероятностей; идеальные ортогональные записи являются пределом c = 0.

В этом примере восстановление условной интерференции требует специально доступного маркера. Для макроскопического окружения подобный доступ может

быть практически невозможен. Тем не менее модель полезна: она показывает, какие корреляции были исключены частичным следом и что именно пришлось вернуть в набор наблюдений. Утверждать восстановление когерентности без учёта вероятности отбора означало бы сравнивать разные статистические задачи.

$$|\Psi\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}} = \frac{|+\rangle|+\rangle + |-\rangle|-\rangle}{\sqrt{2}}.$$

(3.3) Одна и та же запутанная пара записана в двух базисах. Первый символ относится к объекту, второй — к маркеру.

$$p(x = +, m = \pm|\ \varphi) = \frac{1 \pm \cos\varphi}{4}$$

$$p(x = +|\ \varphi) = \frac{1}{2}.$$

(3.4) Совместные вероятности сохраняют фазовую зависимость. Сумма по неизвестной записи маркера m её устраняет.

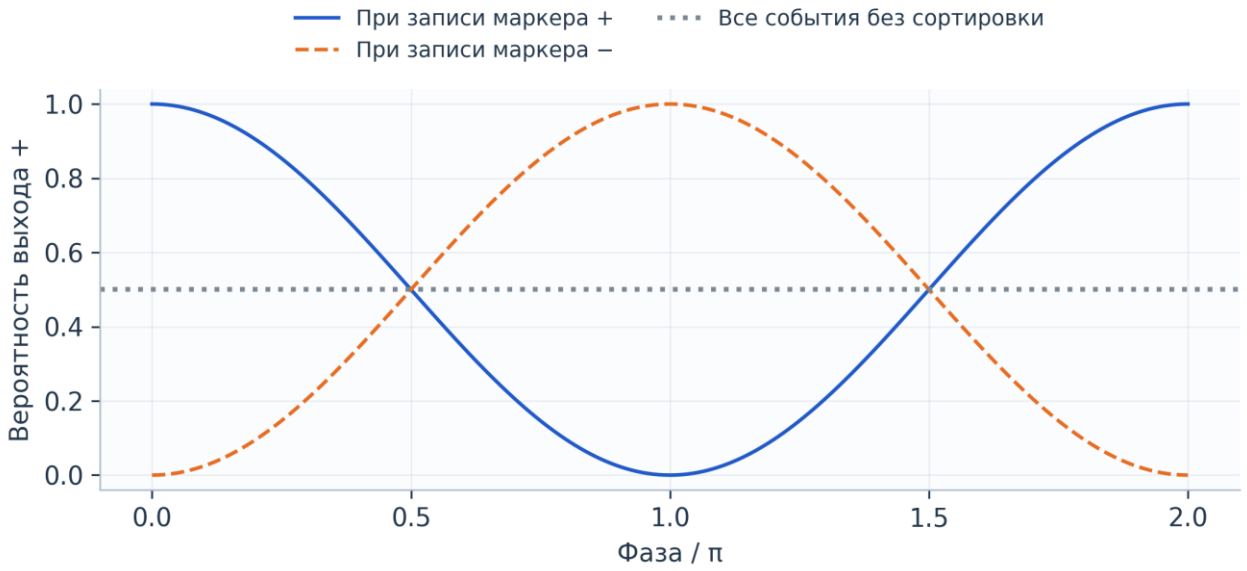


Рисунок 9. Условные интерференционные картины для двух записей маркера взаимно дополняются. После суммирования с вероятностями 1/2 полный набор событий остаётся без полос. Это расчёт совместных вероятностей, а не изменение прошлой регистрации.

Что остаётся открытым

Декогеренция объясняет важную часть перехода от совместной квантовой динамики к устойчивым локальным записям. Она позволяет рассчитывать подавление интерференции, влияние среды и выбор практически устойчивых состояний. Эти результаты можно проверять количественно.

Вопрос о том, почему опыт описывается как один наблюдаемый исход, требует отдельно указать принятую интерпретацию или модификацию динамики. В некоторых подходах единичность понимается относительно записи наблюдающей подсистемы. В других вводятся дополнительные переменные или

объективная стохастическая локализация. Оценивать эти подходы следует по их явным предположениям и следствиям.

Для экспериментальной программы книги этот расчёт задаёт практический вопрос: какие записи доступны и какое предсказание получится после их усреднения? Обычная среда, дополнительная локализация и ошибки подготовки сравниваются на одном и том же наборе наблюдений. Переход к восьмой главе покажет ещё одну неоднозначность: разные индивидуальные стохастические истории могут давать одно ансамблевое уравнение.

Так возникает переход от проблемы измерения к проблеме различимости. Обсуждение того, что существует в природе, должно сопровождаться вопросом о доступной информации. Если разные модели дают одинаковые вероятности всех выбранных измерений, именно эти измерения не решат спор независимо от своей точности.

Запутывание с окружением уже показало, что состояние целого может содержать больше, чем локальные описания его частей. Следующая глава рассматривает эту особенность непосредственно и объясняет, какие ограничения на привычные модели следуют из квантовых корреляций.

4 Запутанность и ограничения на объяснение

Для составной квантовой системы полного знания её частей может быть недостаточно. Наблюдаемые корреляции зависят от совместного состояния. Запутанность делает эту особенность особенно отчётливой и позволяет проверять целые классы объяснений, но вывод каждого такого теста связан с определёнными предположениями.

Когда целое не раскладывается на части

Две системы находятся в чистом состоянии-произведении, если состояние каждой можно задать отдельно, а совместное состояние получается их тензорным произведением. При этом одна часть может влиять на другую через последующую динамику, но исходная подготовка не содержит запутанности. Смешанное состояние разделимо, если его можно представить выпуклой смесью тензорных произведений состояний подсистем: веса неотрицательны и в сумме равны единице.

Рассмотрим пару двухуровневых объектов в равной суперпозиции совместных альтернатив 00 и 11. Каждый объект по отдельности даёт ноль или единицу с одинаковой вероятностью. Но их результаты в этом базисе совпадают. Само совпадение ещё можно воспроизвести классической корреляцией: источник мог заранее раздать одинаковые случайные биты.

Различие возникает при измерениях в других базисах. Когерентное совместное состояние сохраняет фазовые связи между альтернативами, которых нет в простой смеси заранее розданных битов. Поэтому один выбранный тип корреляции не служит достаточным свидетельством запутанности. Нужен набор измерений, исключающий соответствующие незапутанные объяснения.

В эксперименте это часто делают с помощью свидетеля: вычисляемой из данных величины, для которой известна граница при определённом классе состояний. Нарушение границы даёт вывод при выполнении предположений о подготовке, измерителях и статистической процедуре. Слово «свидетель» не означает освобождения от этих предположений.

$$|\Phi^+\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$\rho_A = \rho_B = \frac{I}{2}$$

(4.1) Совместное состояние чистое и запутанное, тогда как локальные состояния максимально смешаны. Полнота совместного описания не сводится к полноте двух локальных описаний.

$$\rho_{AB} = \sum_j p_j \rho_A^{(j)} \otimes \rho_B^{(j)}$$

$$p_j \geq 0, \sum_j p_j = 1.$$

(4.2) Это определение разделимого смешанного состояния. Запутанным называется состояние, для которого такого представления не существует.

Логика неравенства Белла

Работа Белла 1964 года показала несовместимость определённого класса локальных скрытопараметрических описаний с квантовыми предсказаниями. Вариант Клаузера, Хорна, Шимони и Холта сделал проверку удобной для реалистичных экспериментальных постановок [5, 6]. Существенны допущения модели, включая локальную факторизацию и независимость выбора настроек от скрытых параметров в используемом смысле.

Простейшая алгебраическая идея такова. На одной стороне доступны настройки A и A′, на другой B и B′; результат каждой настройки равен плюс или минус единице. Если в рассматриваемой модели им можно совместно приписать значения, выражение S для отдельного набора скрытых параметров всегда равно плюс или минус двум. Действительно, одна из сумм B+B′ и B−B′ равна нулю, а другая имеет модуль два.

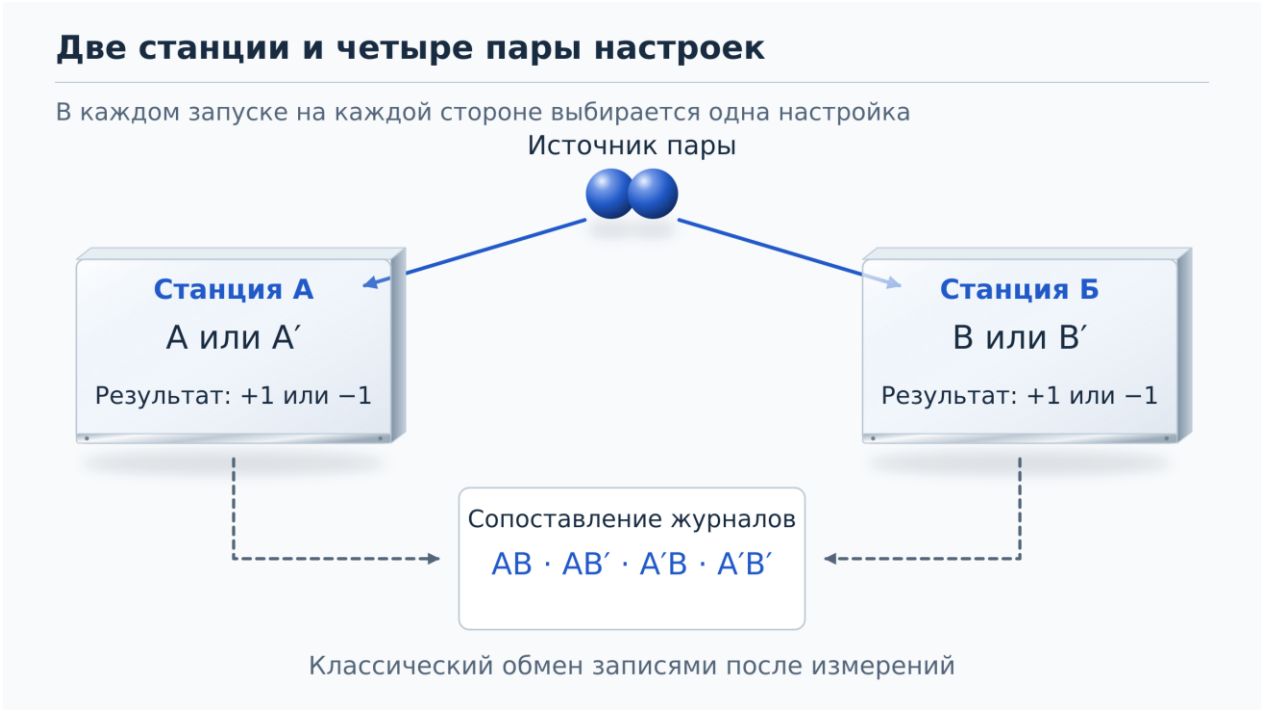


Рисунок 10. Логика опыта CHSH. Источник готовит пару, каждая сторона выбирает одну из двух настроек и получает результат ±1. После измерений классические журналы сопоставляют для четырёх сочетаний AB, AB′, A′B, A′B′. Схема не является реконструкцией конкретного исторического опыта; условия, необходимые для закрытия экспериментальных лазеек, обсуждаются в тексте.

Стохастические локальные модели подчиняются той же границе. Их дополнительные локальные случайности можно включить в расширенное описание скрытых параметров; эквивалентно, условные средние результатов лежат между −1 и +1, что сохраняет предел CHSH.

После усреднения по одному общему распределению скрытых параметров модуль S не превышает двух. Квантовая теория для подходящего состояния и набора измерений допускает значение до двух корней из двух. Экспериментальная задача состоит в оценке корреляций и проверке границы с учётом конечной статистики и устройства опыта.

Здесь часто допускается чрезмерно широкий вывод. Нарушение такого неравенства не означает, что математически опровергнута всякая возможная реальность или что любое скрытопараметрическое описание запрещено. Отвергается совокупность предположений, использованных при выводе. Некоторые альтернативы меняют локальность, другие обсуждают независимость настроек или структуру причинного объяснения. Каждая из них требует отдельного анализа.

$$S = \langle AB \rangle + \langle AB' \rangle + \langle A'B \rangle - \langle A'B' \rangle$$

$$|S| \leq 2$$

(4.3) Граница CHSH для соответствующего класса локальных моделей. Угловые скобки означают среднее произведение результатов для указанной пары настроек.

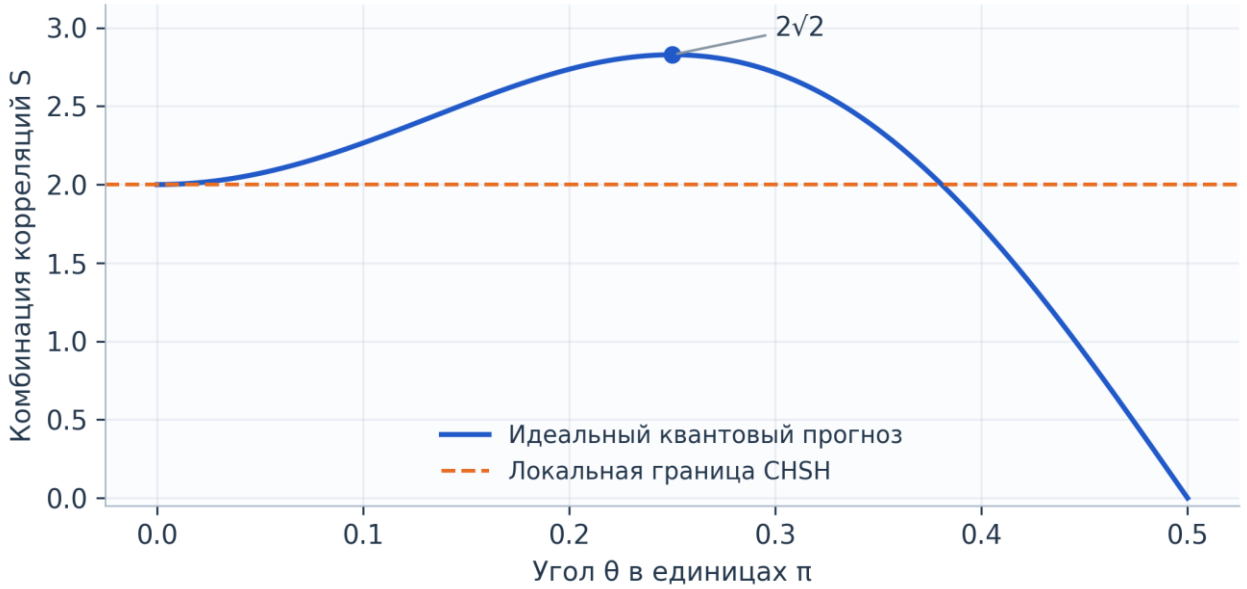


Рисунок 11. Иллюстративная зависимость $S = 3\cos\theta - \cos 3\theta$ для подходящих идеальных квантовых измерений. Сравнение с границей 2 относится к предположениям CHSH.

Что добавляет эксперимент

Для применения неравенства нужно быть уверенным, что сравниваются подходящие события. Неполная регистрация, зависимый от настроек отбор или возможный обмен сигналами между частями установки могут изменить

интерпретацию наблюдаемого нарушения. Эти проблемы известны как экспериментальные лазейки.

В 2015 году Хенсен и соавторы сообщили о тесте с электронными спинами, разделёнными расстоянием 1,3 километра, который совместно закрывал ключевые лазейки локальности и регистрации в рамках своей постановки [7]. Это был конкретный экспериментальный результат, а не универсальная гарантия отсутствия любых мыслимых предположений.

Обычно полезно разделять три утверждения. Теорема задаёт границу при перечисленных условиях. Эксперимент оценивает наблюдаемую величину и неопределённость. Интерпретация объясняет, какие условия и какой класс моделей результат позволяет отвергнуть. Если эти уровни не разделены, аккуратный тест легко превращается в чрезмерно широкое заявление.

Для дальнейших глав этот пример особенно важен. В опытах с гравитацией также используются свидетели и запретительные аргументы. Сила вывода зависит не только от числа на выходе, но и от того, насколько физически обоснована модель посредника и структуры взаимодействия. Привычное слово «классический» может скрывать несколько разных требований.

Почему корреляция не является каналом управляемого сообщения

В стандартной квантовой теории локальная статистика одной части не меняется при действии на другую часть линейного, полностью положительного и сохраняющего след канала, если усреднить по всем удалённым исходам. Это следует из частичного следа совместного состояния. Условные поднаборы могут иметь разные локальные статистики, но для их выделения необходима передача записей об удалённых результатах и соответствующих настройках.

Поэтому сильные корреляции не дают автоматически управляемую сверхсветовую связь. Чтобы передать сообщение, отправитель должен выбирать воздействие так, чтобы получатель мог различить выбор по своим доступным данным. Корреляция, обнаруживаемая лишь после сравнения записей обычным каналом, не выполняет это требование.

Это различие должно сохраняться при анализе предлагаемых модификаций. Некоторые нелинейные изменения чистых состояний способны сделать разные разложения одной матрицы плотности физически различимыми. Тогда локальный прогноз может начать зависеть от удалённой подготовки. Известный пример такого риска для нелинейного расширения Вайнберга рассмотрел Гизин [11].

Сам по себе этот результат не запрещает любую мыслимую нелинейную или стохастическую модель. Он показывает необходимость проверки составных систем и способов приготовления состояний. В исследовательской программе новые члены динамики должны проходить эту проверку до обсуждения предполагаемой чувствительности прибора.

Что можно сказать о волновой функции

Вопрос о том, является ли квантовое состояние физической реальностью или описанием знания, также получает ограничения при явной математической постановке. В более простых словах вопрос звучит так: могут ли два разных чистых квантовых состояния отражать лишь разное знание об одной и той же физической ситуации? Теорема Пьюзи, Барретта и Рудольфа рассматривает класс моделей с физическими состояниями, лежащими в основе наблюдаемых вероятностей, и предположением независимости независимо приготовленных систем. При этих условиях определённая форма перекрывающегося эпистемического описания несовместима с квантовыми предсказаниями [10].

Значение теоремы состоит в точности условий. Она не разрешает без дополнительных аргументов все споры о природе реальности, не выбирает автоматически интерпретацию и не заменяет описание измерения. Если теория меняет предположение о независимости подготовки или сам класс допустимых моделей, её необходимо исследовать отдельно.

В этой книге теоремы используются как ограничения на конкретные конструкции. Они помогают обнаружить, какие допущения придётся пересмотреть, но не освобождают от построения согласованной альтернативы. Между отказом от одного постулата и новой физической теорией остаются уравнения, вероятности, составные системы и экспериментальные предсказания.

Проверка на одной паре и границы трёх выводов

Для состояния $|\Phi^+\rangle$ можно вручную получить квантовое значение CHSH. Оператор Z различает ноль и единицу, оператор X меняет их местами. У выбранной пары средние ZZ и XX равны единице, а смешанные средние ZX и XZ равны нулю. На первой стороне измеряются Z либо X; на второй — направления $(Z+X)/\sqrt{2}$ либо $(Z-X)/\sqrt{2}$. Каждое из этих направлений соответствует наблюдаемой с результатами ± 1.

Получаются четыре корреляции: $1/\sqrt{2}$, $1/\sqrt{2}$, $1/\sqrt{2}$ и $-1/\sqrt{2}$. При сложении с указанным в CHSH последним знаком минус выходит $2\sqrt{2}$. Локальные распределения обоих приборов при этом остаются равновероятными. Значит, превышение границы двух и отсутствие управляемого сообщения совместимы уже в одном явном расчёте. Реальное число S оценивается по конечным сериям каждой пары настроек; символическое значение задаёт только идеальный ориентир.

Три часто соседствующих результата относятся к разным вопросам. Белловский тест ограничивает класс причинных объяснений корреляций. Запрет сигнализации характеризует локальную статистику после усреднения удалённых исходов. Аргумент PBR относится к перекрытию описаний физических состояний при условии независимой подготовки. Подмена одного вывода другим не усиливает доказательство, а меняет вопрос.

При чтении последующих гравитационных свидетелей полезно возвращаться к этой таблице. Наблюдаемый эффект всегда входит в цепочку вместе с предпосылками. Если две работы используют разные определения доступных операций или посредника, сравнивать нужно сначала эти определения, а затем величину эффекта. Так сохраняется возможность сильного вывода без расширения его за пределы доказанного.

$$A = Z, A' = X, B = \frac{Z + X}{\sqrt{2}}, B' = \frac{Z - X}{\sqrt{2}}$$

$$S_{\Phi^+} = 2\sqrt{2}.$$

(4.4) Прямое вычисление CHSH для состояния $|\Phi^+\rangle$. Локальные вероятности каждого результата ± 1 равны 1/2.

Результат	**Существенная предпосылка**	**Допустимый вывод**
CHSH [5, 6]	Локальная факторизация и независимый выбор настроек в принятом классе моделей	Корреляции несовместимы со всей совокупностью этих условий
Запрет сигнализации	Локальный линейный канал сохраняет след; удалённые исходы усреднены	Локальная статистика не передаёт выбор удалённой операции
PBR [10]	Описываемый класс физических состояний и независимость подготовок	Соответствующее перекрывающееся описание не воспроизводит все квантовые предсказания

После обсуждения корреляций можно уточнить, что именно означает расширение квантовой теории. Изменение картины мира, добавление переменных и изменение вероятностей наблюдений — разные исследовательские действия. Следующая глава связывает их с требованиями к проверяемой гипотезе.

5 Когда гипотеза меняет теорию

Новое словесное объяснение может менять представление о происходящем, сохраняя все вычисляемые вероятности. Физическая модификация, доступная экспериментальной проверке, должна давать отличающееся предсказание хотя бы для некоторого допустимого опыта. Между этими случаями необходимо провести точную границу.

Описание реальности и наблюдаемые вероятности

Два подхода могут использовать разные представления о состоянии отдельной системы и при этом воспроизводить одинаковые статистические результаты. Тогда сравнение выбранных измерений не определит, какое представление верно. Это утверждение относится к доступным данным и не решает философский вопрос о достоинствах объяснения.

В формулировке относительных состояний Эверетта совместная квантовая динамика рассматривается без отдельного фундаментального коллапса. В подходе Бома вводятся дополнительные переменные положения и направляющая динамика; при соответствующем квантовом равновесии воспроизводятся стандартные статистические предсказания [13, 14]. Эти краткие характеристики не заменяют полного анализа подходов, но показывают, что спор о картине отдельных событий может выходить за пределы одного экспериментального распределения.

Объективные модели коллапса занимают другую позицию: они обычно вводят динамику, которая при определённых параметрах меняет наблюдаемую статистику. Поэтому их можно ограничивать по интерференции, диффузии или излучению. Какая именно наблюдаемая подходит, зависит от формы модели, а не от общего слова «коллапс».

Для исследовательского текста полезно всегда спрашивать, что добавлено. Новая переменная может быть вычислительной вспомогательной величиной, параметром среды или фундаментальным объектом. Новый член может описывать известное эффективное взаимодействие. Установление этих ролей предотвращает преждевременное объявление нового закона.

Минимальная проверяемая модификация

Удобная стратегия состоит в том, чтобы изменить одно ясно указанное свойство стандартной модели. Например, добавить слабый канал пространственной локализации с интенсивностью и характерной длиной. В пределе нулевой интенсивности должна восстанавливаться исходная динамика. Это даёт сравнимую нулевую модель и позволяет говорить об ограничениях параметров.

Такая конструкция ещё не объясняет происхождение дополнительного процесса. Она является феноменологической моделью: задаёт форму эффекта и

способ его проверки. Её ценность зависит от внутренней согласованности, области применимости и того, удаётся ли независимо ограничить похожие фоновые процессы.

Если параметров слишком много и каждый опыт получает собственные свободные значения, модель может подстраиваться к данным без существенного риска быть отвергнутой. Чтобы избежать этого, заранее задаются общие параметры и правила переноса между установками. Тогда новый эксперимент способен проверить прогноз, а не только добавить ещё один коэффициент.

Предпочтение минимальной модели не является требованием, чтобы природа была простой. Это способ сделать первые выводы обозримыми. После обнаружения несоответствия можно расширять описание, но каждое расширение должно показывать, какое новое наблюдение оно объясняет и какие дополнительные следствия создаёт.

Согласованность вероятностей и энергии

Прежде чем обсуждать открытие, полезно проверить математическую допустимость динамики. Сохраняется ли нормировка? Остаётся ли матрица плотности положительной? Как модель действует на часть запутанной системы? Совместимы ли разные способы подготовки одного и того же состояния с одинаковым последующим прогнозом?

Отдельный вопрос касается энергии. Некоторые простые шумовые модели вызывают нагрев. Это может быть наблюдаемым следствием, а может указывать на область, где требуется диссипативное расширение. Нельзя одновременно использовать предсказание дополнительной диффузии и молча игнорировать связанный с ним энергетический эффект, если оба следуют из одного генератора.

При этом требование сохранения энергии нужно формулировать для соответствующей системы. Энергия открытого объекта может изменяться за счёт окружения. Если добавленный процесс объявляется фундаментальным, необходимо объяснить, какой смысл имеет энергетический баланс полного описания. Из одного эффективного уравнения для подсистемы не всегда можно восстановить этот ответ.

Так же аккуратно следует обращаться с релятивистской совместимостью. Нерелятивистская модель может быть полезной в своей области, но её нельзя без отдельной конструкции считать завершённой теорией пространства и времени. Успешный низкоэнергетический тест проверяет определённый режим и определённые параметры.

Пример проверки правила вероятностей

Другой путь расширения связан с правилом Борна. В идеализированной трёхпутевой постановке стандартное сложение амплитуд создаёт попарные интерференционные члены. Комбинация вероятностей, которая вычитает все

одиночные и парные вклады, должна обращаться в ноль, если для сравниваемых конфигураций применима одна согласованная модель амплитуд.

В 2010 году Синха и соавторы использовали трёхщелевой фотонный опыт для ограничения интерференции более высокого порядка. В их постановке наблюдения согласовались со стандартным правилом, а работа дала количественную границу возможного отклонения [12]. Её следует читать как конкретный тест с конечной точностью, а не как доказательство формулы во всех физических условиях.

Алгебраическое сокращение прозрачно: квадрат суммы трёх амплитуд содержит квадраты модулей и три попарных перекрёстных члена. При вычитании соответствующих двухпутевых выражений и возвращении одиночных вкладов каждый из этих членов сокращается. Этот вывод опирается на согласованность альтернатив, между которыми производится сравнение.

Все величины в комбинации должны иметь общую абсолютную нормировку — например, вероятность регистрации на одну одинаково приготовленную входную частицу с учётом стабильности потока. Нельзя отдельно перенормировать каждую щелевую конфигурацию на число прошедших частиц: тогда сравниваются уже другие условные вероятности, для которых приведённое сокращение не обязано выполняться.

В реальной оптической установке закрытие щели может менять граничные условия распространения, а детектор может иметь нелинейный отклик. Тогда ненулевая экспериментальная комбинация требует расчёта обычной физики самой установки. Подставить разные физические ситуации в идеализированное тождество и назвать остаток нарушением правила вероятностей было бы ошибкой.

$$I_3 = P_{ABC} - P_{AB} - P_{AC} - P_{BC} + P_A + P_B + P_C - P_\emptyset$$

(5.1) Комбинация третьего порядка. Индексы обозначают доступные альтернативы, а последний член учитывает фон без них. Нулевой прогноз относится к явно заданной идеальной модели.

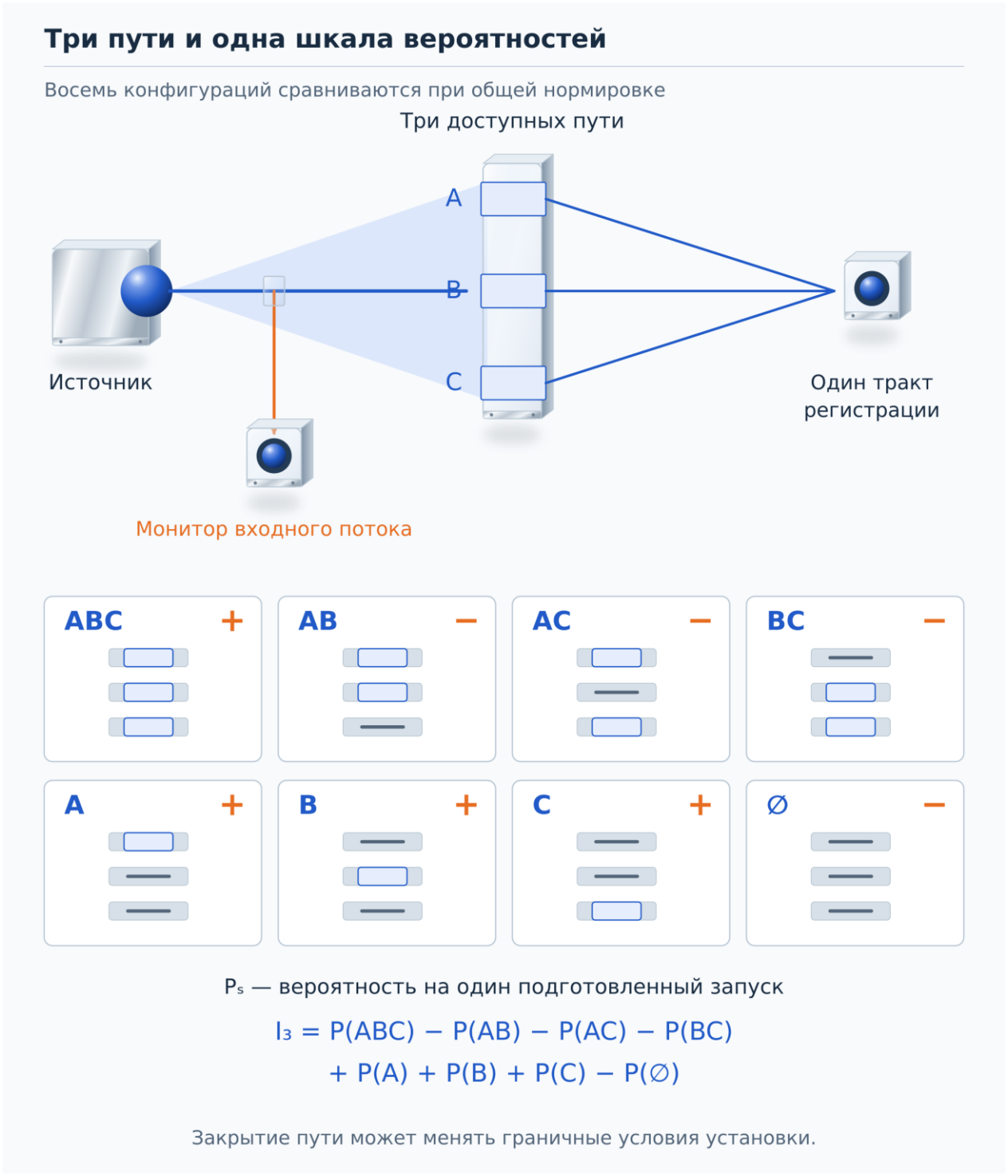


Рисунок 12. Учебная трёхпутевая постановка и восемь конфигураций доступных путей. Обозначение P(S) на рисунке соответствует P_s в тексте: вероятность нормируется на один подготовленный запуск, с общим контролем входного потока. Знаки комбинации I_3: +ABC, −AB, −AC, −BC, +A, +B, +C, −∅. Закрытие щели может менять граничные условия, поэтому ненулевой экспериментальный остаток требует анализа установки и отклика детектора.

Как проверяется новизна

Новая запись известного равенства сама по себе не образует научного открытия. После получения формулы необходимо сравнить её с литературой, проверить эквивалентные обозначения и установить, какие условия уже рассматривались. Иногда результат оказывается известным частным случаем; иногда полезный вклад заключается в применении к другой физической постановке.

Наиболее убедительная заявка на новый вклад указывает точное различие с ближайшими работами. Например, учтена ранее опущенная корреляция фона, найден предел различимости при ограниченном наборе управлений или показан новый способ проверки универсальности параметров. Такое утверждение можно критиковать предметно.

Рабочие гипотезы последних глав сопоставляются с ближайшими опубликованными конструкциями. Для них приведены модели, выполненные расчёты и условия отказа. Сам факт самостоятельного получения формулы не устанавливает исторический приоритет. Поэтому статус результата указывается отдельно: воспроизведение, учебное развитие известной модели, проверка устойчивости либо предложение для дальнейшего физического испытания.

Что именно прибавляет выполненный расчёт

Исследовательский результат удобно описывать тремя связанными вопросами: какое предположение проверяется, что было вычислено и какой вывод выдерживает это вычисление. Например, трёхточечная комбинация скоростей в десятой главе исключает постоянный и квадратичный фон при общих коэффициентах. Её можно вывести полностью и проверить на числах. Но слово «исключает» относится к двум указанным формам, а не ко всем обычным механизмам декогеренции.

После замены постоянного разделения реальной траекторией меняется оптимум этой комбинации. Такой результат добавляет количественную информацию о заданном протоколе. Он полезен, даже если не претендует на новый фундаментальный закон. Аналогично повторение анализа опубликованных данных в двенадцатой главе устанавливает, что конкретная оценка восстанавливается из доступных материалов. Оно не превращает чужое измерение в новое экспериментальное открытие авторов книги.

Статистическая программа последних глав проверяет следующий уровень: насколько часто процедура ошибается и что предсказывает для новых настроек. Здесь результатом становятся не только параметры наиболее подходящей кривой, но и частоты ложного обнаружения, чувствительность к слабому сигналу и устойчивость к изменению фона. Сравнение с ближайшими работами в главе 21 показывает, какие элементы уже известны и где остаётся точный предмет самостоятельной проверки.

Такая последовательность допускает содержательный отрицательный результат. Если две модели дают одну и ту же динамику при всех разрешённых операциях, вычисление может установить невозможность их разделения в этом протоколе. Тогда исправляется исследовательский вопрос: добавляется доступ к записи среды, другой объект или независимая калибровка. Увеличение числа повторений не заменяет изменения задачи, если различие вероятностей строго равно нулю.

Результат	**Что он устанавливает**	**Чего для следующего шага не хватает**
Алгебраическое сокращение фона	Нечувствительность к заданным функциям при общих параметрах	Проверки других физических форм фона
Оптимум для траектории	Лучший контраст в выбранном семействе профилей	Числа событий, ошибок управления и статистического критерия
Репликация публикации	Воспроизводимость конкретной внешней оценки	Самостоятельного отличия и его количественного результата
Калиброванный численный тест	Частоты ошибок в явно смоделированных условиях	Подтверждения предпосылок и проверки на фактическом опыте

Следующий шаг состоит в переходе от вероятности, рассчитанной теорией, к данным, которые выдаёт прибор. Эта связь включает калибровки, конечную статистику и параметры среды. Без неё даже правильное уравнение не превращается в надёжную проверку.

6 Как измерение становится свидетельством

Теория предсказывает распределение данных при заданных условиях. Эксперимент измеряет конечное число событий с помощью несовершенного прибора. Сопоставление этих двух уровней требует явной модели наблюдения и заранее сформулированного вопроса: какую альтернативу способен исключить результат.

Видимость интерференции

В простом интерференционном опыте регистрируется зависимость частоты событий от фазы. Видимость характеризует глубину модуляции. Её можно определить через максимум и минимум идеальной картины, но в реальном анализе часто надёжнее подбирать полную модель к распределению счётов, учитывая фон и отклик детектора.

Одинаковая потеря общего числа частиц не обязательно уменьшает нормированную видимость. Если оба пути ослабляются одинаково и отбор не зависит от фазы, число событий падает, но отношение модулированной части к средней может сохраниться. Напротив, добавочный некогерентный фон способен уменьшить видимость без фундаментальной потери фазовых связей исследуемого объекта.

Именно поэтому в модели отдельно учитываются интенсивность источника, вероятность регистрации, фоновый счёт и когерентность. Если свести их к одному свободному коэффициенту, вычисление может быть удобным, но физическая интерпретация коэффициента становится неоднозначной.

Для преобразования видимости в скорость затухания нужна исходная видимость. Её неопределённость переносится в оценку скорости. Если исходный контраст сам зависит от расстояния между ветвями или от времени последовательности, предположение о постоянной нормировке способно создать искусственную зависимость, похожую на искомый эффект.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

$$\widehat{\Gamma} = -\frac{1}{T}\ln\frac{V}{V_0}$$

(6.1) Первая формула задаёт идеальную видимость. Вторая оценивает постоянную скорость затухания при известной исходной видимости и подходящей модели экспоненциального накопления.

Вся траектория имеет значение

Ветви интерферометра обычно сначала разделяются, затем некоторое время движутся и, наконец, сводятся. Дополнительная локализация действует во время

всей последовательности. Поэтому сигнал зависит от временного профиля расстояния, а не только от максимального разведения.

Если мгновенная скорость пропорциональна квадрату расстояния, накопленный показатель затухания зависит от интеграла этого квадрата по времени. Две траектории с одинаковым максимальным расстоянием и одинаковой общей длительностью могут давать разные результаты. Одна может долго оставаться разведённой, другая достигать максимума лишь кратковременно.

Для насыщаемого пространственного ядра ситуация ещё разнообразнее. Увеличение расстояния далеко за характерный масштаб может почти не менять мгновенную скорость, тогда как увеличение времени удержания продолжает накапливать эффект. Эти зависимости полезны для выбора опыта, но только если остальные источники потерь также моделируются на полной последовательности.

Когда сравнивается несколько конфигураций, нужно определить, какие параметры действительно сохраняются. Смена геометрии может изменить нагрев, флуктуации управления и эффективность сведения. Формальное сокращение общего фона работает лишь для той части, которая физически является общей.

$$-\ln\frac{V}{V_0}=\int_0^T \Gamma[d(t)]dt$$

(6.2) Общая форма накопления для локальной по времени скорости. При памяти среды может потребоваться более сложный функционал всей истории, который рассматривается позднее.

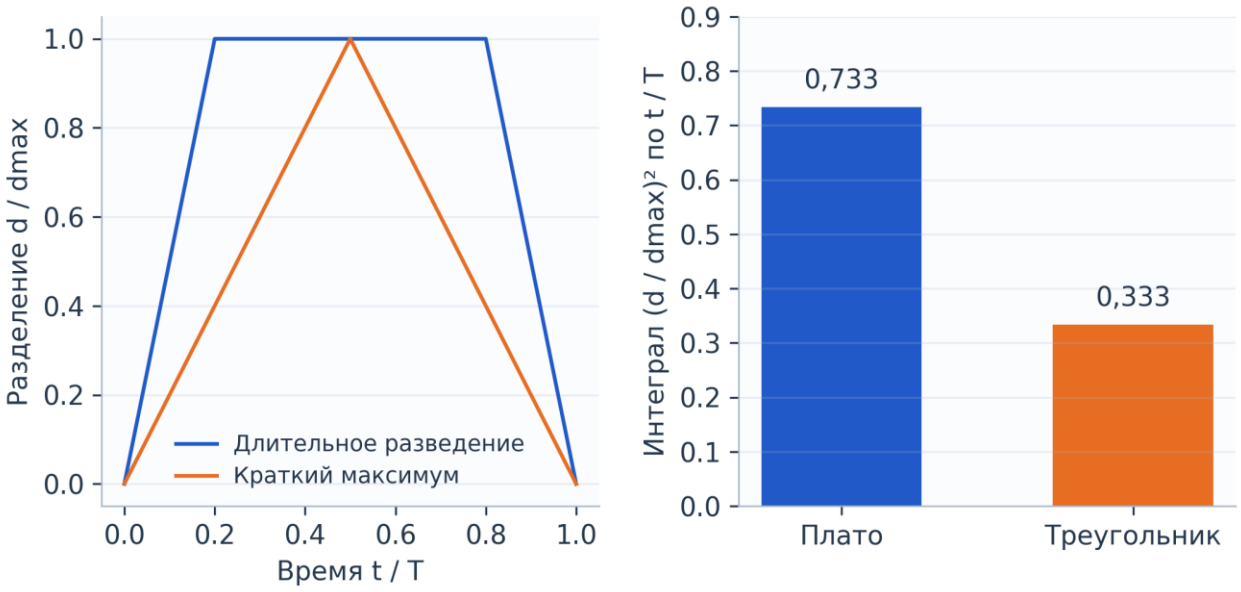


Рисунок 13. Одинаковые максимальное разделение и длительность дают разное накопленное затухание. В квадратичном режиме решающим является интеграл квадрата всей траектории.

От состояния к трём записям детектора

Рассмотрим прибор, который в каждом заранее известном запуске готовит одну систему и допускает не более одной регистрации. Два идеальных выхода обозначены плюс и минус; дополнительно сохраняется исход «нет регистрации». Такой учёт возможен, например, при отдельно известном числе подготовок. Если число входных объектов неизвестно, потребуется модель потока, и приведённая ниже мультиномиальная постановка не переносится без изменения.

Видимость до детектора обозначим V, а вероятность регистрации — η. Пусть при зарегистрированном событии прибор независимо меняет метку выхода на противоположную с вероятностью ε. Предполагаются одинаковые эффективности двух выходов, отсутствие фазовой зависимости потерь и отсутствие дополнительных тёмных отсчётов. Эти условия описывают учебный прибор; они не объявляются свойствами всех интерферометров.

Для выхода плюс складываются два несовместимых пути получения записи: правильное считывание настоящего плюса и ошибочная метка настоящего минуса. Поэтому вероятность записанного плюса равна $\eta[(1-\varepsilon)p_+ + \varepsilon(1-p_+)]$. Записанный минус получает оставшуюся часть η, а пропуск — вероятность $1-\eta$. Сумма трёх вероятностей тождественно равна единице. Значение η уменьшает объём зарегистрированной выборки; ε уменьшает различие между выходами.



Рисунок 14. После известного запуска система имеет два физических выхода. Эффективность η задаёт долю регистраций, ε — вероятность ошибки записанного знака. В журнале появляются три категории: плюс, минус и отсутствие сигнала ∅ с вероятностью 1 − η. Пунктир показывает связь журнала с известным запуском. ∅ не является третьим физическим детектором; симметричные фазонезависимые потери сами по себе не уменьшают условную видимость.

Возьмём V = 0,8, η = 0,6 и ε = 0,02. При фазах 0, π/2 и π получаются указанные в таблице математические ожидания для тысячи подготовок на каждую настройку. Дробные значения допустимы именно потому, что это ожидания. Конкретная серия содержит целые случайные числа. На центральной фазе ожидаются 300 плюсов, 300 минусов и 400 пропусков; полная запись содержит полезную информацию о потерях даже там, где контраст двух выходов равен нулю.

После условного отбора зарегистрированных событий наблюдаемая видимость равна $(1-2\varepsilon)V = 0{,}768$. Если ошибку считывания принять за физическую декогеренцию, будет приписан лишний показатель затухания $-\ln(0{,}96) \approx 0{,}04082$. Для последовательности длительностью одна секунда это выглядело бы как добавочная скорость $0{,}04082\ \text{с}^{-1}$. При этом никакого нового механизма в состоянии системы не вводилось.

Эффективность η сокращается в условной вероятности плюса только благодаря принятой независимости потерь от фазы и исхода. Она всё равно влияет на статистическую точность: при фиксированном числе подготовок остаётся меньше полезных событий. Если η зависит от скрытой траектории или меняется между выходами, простое деление на общее число зарегистрированных частиц способно исказить форму кривой. Тогда исход пропуска нужно моделировать вместе с зарегистрированными исходами.

Для N подготовок правдоподобие имеет мультиномиальную форму. Калибровочные серии с известным входом ограничивают ε, а сопоставление числа подготовок и регистраций — η. Их неопределённости нельзя считать исчезнувшими после одного предварительного измерения: они переносятся в оценку V либо включаются в совместное правдоподобие. Этот небольшой пример подготавливает полный анализ глав 19–21, где неизвестные параметры фона и физического сигнала определяются одновременно.

$$q_+ = \eta\left[\varepsilon + (1-2\varepsilon)\,\frac{1 + V\cos\varphi}{2}\right]$$

$$q_- = \eta - q_+$$

$$q_\emptyset = 1 - \eta.$$

(6.3) Вероятности трёх записей при независимых потерях и симметричной ошибке метки. Здесь $0 \le \eta \le 1$ и $0 \le \varepsilon \le 1/2$.

$$\mathcal{L} = \frac{N!}{n_+!\,n_-!\,n_\emptyset!}\,q_+^{n_+} q_-^{n_-} q_\emptyset^{n_\emptyset}$$

$$n_+ + n_- + n_\emptyset = N.$$

(6.4) Правдоподобие одной фазовой настройки. Для независимых настроек такие множители перемножаются; калибровочные данные добавляются своими множителями.

Фаза	Ожидается плюсов	Ожидается минусов	Ожидается пропусков
0	530,4	69,6	400
π/2	300	300	400
π	69,6	530,4	400

Параметр и физическая причина

Пусть наблюдаемая скорость представлена суммой двух неотрицательных вкладов. Если они имеют одинаковую зависимость от всех доступных настроек, данные определяют только сумму. Сколько бы ни повторялся опыт, раздельное определение невозможно без дополнительной информации. Это структурная неидентифицируемость модели.

Другой случай возникает, когда зависимости немного различаются, но различие мало по сравнению с шумом. Тогда разделение возможно в принципе, однако выбранное число измерений недостаточно. Это практическая проблема чувствительности. Её можно улучшить временем наблюдения, более точной калибровкой или удачным выбором настроек.

Различать эти случаи необходимо до обещания нового эксперимента. Повышение точности помогает при малом ненулевом различии предсказаний. При точном совпадении требуется изменить набор наблюдений или независимо ограничить часть параметров. Эта логика лежит в основе трёхточечного примера и его контрпримера в десятой главе.

В задачах с несколькими параметрами полезно смотреть, как каждое предсказание меняется при небольшом изменении параметра. Если два изменения всегда сдвигают все наблюдения одинаковым образом, локально их трудно разделить. Но даже независимость таких сдвигов в одной точке не гарантирует глобальной единственности решения: далеко в пространстве параметров может существовать другой подходящий набор.

Сигнал проверяется на данных без сигнала

Для оценки надёжности процедуры необходимо моделировать ситуации, в которых дополнительного механизма нет. Затем эти данные анализируются тем же способом, который предполагается применять к эксперименту. Если процедура часто находит положительный сигнал, она нуждается в пересмотре независимо от того, насколько убедительно выглядит один удачный график.

Особенно опасна проверка только на данных, созданных той же идеальной моделью, которая используется для подбора. Такой опыт подтверждает работоспособность программы в удобных условиях, но слабо проверяет устойчивость к ошибкам описания среды. Нужны сценарии с изменённой формой шума, дрейфом и реалистичной неопределённостью калибровок.

Параметры и настройки, выбранные после просмотра данных, влияют на статистическую интерпретацию. Если среди множества конфигураций показывается только самая необычная, нужно учитывать сам поиск. Это относится и к подбору характерной длины, и к выбору временного окна, и к отбору наиболее красивой интерференционной картины.

Отложенные конфигурации дают дополнительную проверку. Модель подбирается по одной части условий, после чего без перенастройки фундаментальных параметров предсказывает другую. Успех такой проверки сильнее простого совпадения на данных, уже использованных при настройке, хотя он всё равно относится к исследованному классу альтернатив.

Три вида расчётного результата

В книге встречаются аналитические выводы, численные модельные примеры и результаты опубликованных экспериментов. Их статус различается. Аналитический вывод устанавливает следствие перечисленных предположений. Численный пример показывает поведение выбранной модели и помогает обнаружить ошибки или оценить масштаб. Экспериментальные данные связывают расчёт с физическим устройством.

Модельные графики и численные серии в книге прямо обозначены как расчётные; их параметры и генераторы случайных чисел доступны в приложенном коде. Воспроизведение опубликованных измерений в главе 12 имеет иной статус: используется внешний набор экспериментальных данных, указаны его происхождение и границы повторённого анализа. Сопоставление этих двух видов материала позволяет видеть, где проверяется физическое устройство, а где — свойства аналитической процедуры.

Публикуемые ограничения также нужно читать в контексте. Верхняя граница параметра зависит от модели, фоновых допущений и принятой статистической процедуры. Она не равна измерению нулевого значения с абсолютной точностью. Новый источник шума может ослабить ограничение, а независимая калибровка иногда делает его сильнее.

Подготовленная таким образом проверка способна дать несколько полезных исходов. Она может обнаружить воспроизводимое несоответствие исходной модели, сузить область параметров или показать недостаточность выбранных наблюдений. Каждый исход становится содержательным, если ясно, что именно сравнивалось и какие условия использовались.

Теперь основные понятия и правила сопоставления заданы. Вторая часть книги переходит к современным опытам и моделям, которые пытаются проверить физический предел суперпозиции. В ней общий вопрос о квантовой границе получает конкретные массы, пространственные масштабы и источники неопределённости.

Часть II Поиск предела суперпозиции

7 Как ищут предел суперпозиции

Вопрос о границе квантового мира становится физическим только после того, как указано, какая система должна сохранить суперпозицию, как долго она должна её сохранять и какое наблюдение подтвердит это сохранение. Фраза «крупный объект ведёт себя квантово» оставляет слишком много неопределённостей. Квантовым может быть один внутренний переход, коллективное возбуждение или движение центра масс. Для проверки предполагаемой пространственной локализации эти случаи неравноценны. Начало исследования поэтому выглядит скромно: выбирается конкретная степень свободы и устанавливается, что именно прибор способен о ней сказать.

Что означает поместить объект в суперпозицию

Представим частицу, движение которой управляется так, что две пространственные альтернативы позднее могут снова встретиться. Пока альтернативы существуют, нельзя наблюдать их по отдельности и одновременно требовать сохранения всей первоначальной интерференции. Проверка устроена иначе: управление изменяет относительную фазу, а распределение конечных результатов отвечает на это изменение. Если частоты обнаружения закономерно меняются, наблюдение содержит информацию о взаимной согласованности альтернатив. Простое незнание, по какому пути прошла обычная частица, само по себе такой фазовой зависимости не создаёт. Однако рисунок полос ещё нужно сравнить с подходящими классическими моделями прибора.

Эта последняя оговорка особенно существенна для решёток и периодических масок. Последовательность отверстий может создавать неоднородность потока и без пространственной квантовой когерентности. Поэтому убедительный опыт проверяет зависимость сигнала от управляющих параметров, а не только существование красивого узора. В январе 2026 года группа Себастьяна Педалино и соавторов сообщила об интерференции натриевых наночастиц, содержащих более семи тысяч атомов и имеющих массу более 170 тысяч дальтон. Эксперимент расширил область проверенной пространственной суперпозиции, но не обнаружил её нарушения. Проверка конкретной массы и геометрии не устанавливает универсального предела применимости квантовой теории. [15]

Четыре масштаба вместо одной массы

Для планирования исследования полезно мысленно разложить эксперимент на четыре масштаба: массу объекта, расстояние между альтернативами, время их существования и пространственную структуру самого тела. Масса определяет чувствительность только вместе с остальными параметрами. Тяжёлая частица, у

которой положения отличаются на чрезвычайно малую величину, может оказаться менее чувствительным пробником определённой модели, чем лёгкая частица с большим разделением. Аналогично длительное удержание почти совпадающих ветвей не обязано заменять короткое удержание хорошо различимых. Ответ зависит от того, как предполагаемый механизм различает распределения вещества.

Размер тела добавляет отдельную трудность. Если гипотетический шум согласован на всём объекте, вклады различных его частей могут складываться совместно. Если длина корреляции мала по сравнению с размером, разные участки начинают реагировать неодинаково. Замена сложной массовой структуры единственной точкой тогда меняет предсказание. Практический вывод можно получить ещё до подробного расчёта: таблица перспективности экспериментов должна содержать сведения о плотности и форме, а не одну колонку с массой. Рейтинг по числу атомов удобен для сообщения о результате, но недостаточен для выбора следующего опыта.

Здесь помогает простая аналогия с измерением рельефа. Чувствительность линейки бессмысленно оценивать без размера неровностей, которые требуется различить. В квантовом эксперименте роль такого размера играет, среди прочего, корреляционная длина исследуемого воздействия. Пробник, настройки которого никогда не пересекают соответствующий пространственный масштаб, способен увидеть только местное приближение к закону. Несколько разных физических зависимостей в узком диапазоне становятся почти одинаковыми. Увеличение числа повторений уменьшает статистическую ошибку, но не всегда устраняет эту геометрическую неоднозначность.



Рисунок 15. Четыре характеристики пространственного опыта: масса m, длительность T, разделение альтернатив d и массовая структура μ(r). Радиус тела R показан отдельно от расстояния между центрами альтернатив. Два полупрозрачных положения относятся к одному состоянию, а не к двум независимым классическим частицам. Размеры условны; рисунок не сообщает новых рекордов и не изображает длину корреляции как границу поля.

Что измеряет видимость

Приближённо синусоидальный интерференционный сигнал удобно характеризовать видимостью: отношением разности максимального и минимального значений к их сумме. Эта величина лежит между нулём и единицей при обычном положительном сигнале. Она отвечает на вопрос, насколько выражено чередование светлых и тёмных областей или больших и малых частот регистрации. Самостоятельно она не объясняет причину ослабления. Несовершенное приготовление, разброс скоростей, колебание фазы, потеря частиц и физическое разрушение когерентности способны изменять наблюдаемый контраст по-разному, иногда одновременно. Поэтому нужна опорная видимость для той же последовательности управления.

В мысленном опыте можно считать опору точно известной и записать экспоненциальное затухание с постоянной скоростью. В реальной процедуре опора тоже измеряется или рассчитывается с ошибкой. Если разделение ветвей меняется во времени, каждый участок траектории вносит собственную долю потерь. Максимальное расстояние между ветвями не заменяет историю движения. Два эксперимента, достигшие одного максимального разделения, могут накопить совершенно разные потери, потому что один задержался в этом состоянии, а другой быстро прошёл через него. Это различие следует включить в модель до сравнения с данными.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

$$-\ln \frac{V}{V_0} = \int_0^T \Gamma(d(t))dt.$$

(7.1) Первая формула определяет видимость подходящего интерференционного сигнала. Вторая описывает дополнительное затухание при заданной траектории разделения d(t), если применима модель локальной во времени скорости Γ и корректно определена опора V_0. Это рабочее приближение, а не универсальное свойство всех открытых систем.

Как отсутствие эффекта становится результатом

Предположим, модель предсказывает почти полное исчезновение интерференции, а прибор устойчиво наблюдает заметный контраст. Если фон и подготовка проверены, соответствующие параметры модели можно исключить. Это содержательный ответ, хотя никакой новой частицы или силы не найдено. Он показывает, каким не может быть искомый механизм. Но отрицательный результат имеет условную форму: исключается область параметров при определённых предположениях о шуме, распределении массы и временной динамике. Заменить такую формулировку утверждением «коллапса нет» означает потерять большую часть полученного знания.

Другой путь использует побочные проявления предполагаемого механизма. В марте 2026 года коллаборация XENON опубликовала поиск спонтанного рентгеновского излучения в данных XENONnT. Значимого сигнала обнаружено не было; установлены новые ограничения на исследованные марковские варианты непрерывной спонтанной локализации (CSL) и модели Дьёши — Пенроуза (DP). Для CSL получен предел $\lambda / r_C^2 < 3{,}0 \times 10^{-3}$ с$^{-1}$ м$^{-2}$ при доверительном уровне 90 %. Эта форма предела применима при корреляционной длине rC не более примерно 10^{-5} м; вывод относится к использованному белому шуму и принятой модели излучения. Его нельзя без перерасчёта переносить на произвольный спектр или объявлять исключением всех объективных коллапсов. [16]

Расчёт излучения зависит и от внутренней структуры вещества. В препринте Manti и соавторов для германия и ксенона исследованы атомные корреляции, которые меняют низкоэнергетический спектр предсказываемого излучения. В области 1–100 кэВ простая зависимость, обратно пропорциональная энергии фотона, уже не заменяет расчёт конкретного материала. Это теоретическое уточнение модели сигнала, а не обнаружение коллапса; для получения нового численного ограничения требуется заново обработать экспериментальные данные. [68]

Такие результаты требуют дисциплины при дальнейшем моделировании. Красивый численный пример с уже исключёнными параметрами допустим как учебная иллюстрация, если это явно обозначено. Для прогноза реального открытия нужно начинать с областей, совместимых с действующими ограничениями в выбранной версии модели. Иначе высокая чувствительность

возникает на бумаге лишь потому, что расчёт ищет эффект, отсутствие которого уже показано другим экспериментом. Проверка доступной области параметров предшествует обещаниям о мощности новой установки.

Опыт как сравнение объяснений

Хорошо поставленный тест сравнивает несколько объяснений одних и тех же записей. Первое включает обычную квантовую динамику, среду и прибор. Второе добавляет определённое изменение фундаментальной динамики. При этом полезно рассматривать ещё и третье: более полную версию обычного фона. Если добавочный параметр улучшает описание, это может означать как новый механизм, так и слишком бедную исходную модель. Отдельный график с малыми остатками не позволяет выбрать между этими случаями.

Поэтому экспериментальная программа должна заранее содержать изменения условий. Снижение давления проверяет один набор предположений, изменение температуры — другой, перераспределение массы — третий. Не каждая перестройка будет удобна, но физически независимые изменения особенно ценны. Они вынуждают объяснение делать новые предсказания, сохраняя одни и те же фундаментальные параметры. Граница суперпозиции, если она существует, должна проявляться согласованно в такой системе проверок. Следующая глава уточняет, какие именно законы можно предъявить этому требованию.

Сравнивать степени свободы и способы проверки

Таблица экспериментальных платформ полезна только тогда, когда одинаковые слова обозначают одинаковые измерительные задачи. Масса колебательной моды, полная масса молекулы и масса атома в интерферометре относятся к разным объектам описания. У моды важны эффективная масса и амплитуда координаты; у молекулярного пучка — распределение масс и история разделения центра масс. Внутренняя суперпозиция спина сама по себе не задаёт различие пространственных массовых плотностей. Поэтому каждый ряд таблицы начинается со степени свободы, а не с рекордного числа атомов.

В качестве единой численной опоры далее используется один опубликованный набор измерений MUSCLE — сканирование мощности второй решётки для натриевых кластеров от 22 апреля 2025 года. Публикация вышла в 2026 году; дата записи данных и дата статьи обозначают разные события. Сведения из другого режима той же установки не подменяют параметры выбранного набора. Такой выбор позволяет связывать расчёт траектории, обработку отсчётов и ограничения модели с одним источником. [15, 63]

Для сравнения типов платформ достаточно указать, какой тест они делают возможным. Пучковый интерферометр непосредственно проверяет пространственную интерференцию передаваемых частиц. Левитирующий механический объект допускает подробный контроль движения и нагрева, но достижение основного состояния ещё не равно подготовке двух далеко

разнесённых ветвей. Коррелированный механический шум открывает другой канал наблюдений и требует собственного учёта геометрии. Эти возможности дополняют друг друга: сравнивать их следует по предсказаниям одной выбранной модели. [20, 29]

Платформа	Наблюдаемая величина	Что требуется для пространственного теста
Атомный интерферометр	Фаза и контраст движения центра масс	История разделения, длительность, взаимодействия и частота событий
Молекулы и кластеры	Распределение прошедших частиц и гармоники полос	Масса, форма, скорости, фотофизика решёток и потери
Левитирующий объект	Колебательная координата, спектр движения, нагрев	Определённое состояние движения; для интерференции — подготовка и сведение ветвей
Связанные механические системы	Общие и разностные корреляции	Массовый форм-фактор, расстояние, механический отклик и общий фон

Паспорт выбранного набора измерений

Из исходной таблицы и программного описания берутся расстояние между решётками 0,98375 м, период 133 нм, средняя скорость 158 м/с и её гауссова ширина 9 м/с. Номинальный центр массового фильтра равен 170 кДа. Взвешивание опубликованного масс-спектра в принятом авторами окне даёт 168,940 кДа. Это число относится к конкретному правилу отбора в открытом коде. Указанный в основном тексте статьи эффективный центр 172 кДа относится к её описанию распределения; эти числа не следует незаметно смешивать в одном вычислении. Для репликации двенадцатой главы последовательно используются входы открытого архива. [15, 63]

При этих параметрах длина волны де Бройля составляет 14,949 фм, а длина Тальбота — 1,18327 м. Пролёт между первой и третьей решётками длится 12,4525 мс. Это время эволюции отдельной частицы внутри интерферометра; оно не совпадает ни с секундным накоплением отсчётов в одной позиции, ни с общей длительностью записи серии. Разделение трёх этих времён необходимо для расчёта декогеренции и статистической ошибки.

В гармоническом описании симметричного интерферометра характерное максимальное разделение для первой гармоники равно hL/(mvd). При выбранных входах оно составляет 110,574 нм. Период решётки 133 нм служит геометрическим масштабом и не заменяет автоматически это вычисленное разделение. Последнее зависит от массы и скорости, поэтому в полном расчёте сигнал усредняется по их распределениям. Один монохроматический пример удобен для проверки размерности; итоговая оценка макроскопичности далее использует опубликованное усреднение.

Радиус 4,101 нм в таблице рассчитан для однородной сферы с плотностью массивного натрия 971 кг/м³. Он не является самостоятельным измерением формы каждой частицы. Давление и температуры взяты из описания установки и дополнения к статье. Газ в камере около комнатной температуры, а внутренняя температура кластеров оценивается примерно в 80 K; подмена одной температуры другой привела бы к иной оценке рассеяния и излучения. [64]

Открытая таблица содержит 95 сканов по 41 позиции, с шагом 15 нм и временем регистрации одна секунда на позицию. Сумма составляет 3895 секунд, или 64,92 минуты чистого накопления. В эту величину не входят перемещение, настройка, откачка и самостоятельные калибровки. Зарегистрировано 10 772 714 отсчётов. Доля относительно соответствующих опорных сигналов без решёток составляет 0,13612. Это относительное прохождение всего измерительного тракта, а не абсолютная квантовая эффективность детектора.

Последнее различие показывает, каким должен быть заполненный паспорт: число приводится вместе с процедурой его получения и границей интерпретации. Отсутствующую абсолютную эффективность нельзя восстановить делением двух величин, если обе уже содержат неизвестные потери. Для сравнения режимов нормированный отклик может быть достаточен; для прогноза производительности новой установки потребуются дополнительные измерения потока и детектора.

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{m v}$$

$$L_T = \frac{d_g^2}{\lambda_{\mathrm{dB}}}$$

$$T_{13} = \frac{2L}{v}.$$

(7.2) d_g — период решётки, L — расстояние между соседними решётками. Индекс 13 означает пролёт от первой до третьей решётки; T_{13} = 12,4525 мс для выбранных входов.

$$\Delta x^{(1)}_{\max} = \frac{hL}{m v d_g}$$

$$R = \left(\frac{3m}{4\pi \rho_m}\right)^{1/3}.$$

(7.3) Первая формула задаёт характерное разделение первой гармоники; вторая переводит массу в радиус при принятой однородной плотности ρ_m. Это разные геометрические характеристики.

Параметр	Значение	Происхождение
Номинальная масса	170 кДа	Массовое окно в архиве [63]
Масса после взвешивания	168,940 кДа	Расчёт по опубликованному масс-спектру

Параметр	Значение	Происхождение
Скорость и её ширина	158 и 9 м/с	Входы открытого анализа [63]
Период и расстояние	133 нм; 0,98375 м	Входы той же конфигурации [63]
Время между G_1 и G_3	12,4525 мс	2L/v
Давление камеры	Менее 9×10^{-9} мбар; в расчёте 9×10^{-9}	Описание рабочего режима [15, 64]
Газ / кластер	300 K / около 80 K	Разные физические температуры [64]
Размер сферы	Радиус 4,101 нм	Плотность 971 кг/м³ — допущение
Объём записи	3895 позиций; 10 772 714 отсчётов	Прямой подсчёт файлов [63]
Чистое накопление	3895 с	Сумма времён регистрации; не полное время опыта



Рисунок 16. Измерительный тракт натриевого эксперимента: нейтральные кластеры проходят три стоячие ультрафиолетовые волны с периодом 133 нм; после третьей решётки выполняются ионизация, масс-фильтрация и регистрация. Схема функциональная, без соблюдения масштаба. Паспортные величины относятся к выбранному опубликованному набору; время пролёта частицы отличается от времени накопления счётчиков. По данным [63] и описанию [15].

Карта ограничений с явной моделью

Для пространственного теста полезно построить границу в плоскости интенсивности λ и длины rC. Каждая точка на такой карте означает заданную модификацию динамики. Один и тот же предел видимости обычно даёт существенно разные ограничения при разных длинах: на малых масштабах существенна структура тела, на больших — слабое различение близких ветвей. Карта поэтому информативнее единственного числа λ при произвольно выбранном rC.

В качестве прозрачного примера принимается массово-пропорциональная марковская CSL, однородная сфера с паспортными параметрами и условие сохранения не менее 78% опорного контраста. Последнее значение используется в дополнительном материале к статье для интерферометрического сравнения. Здесь оно переносится в явно ограниченную монохроматическую постановку с первой гармоникой и конечным радиусом. Полученная линия — воспроизведённая по формулам оценка чувствительности, а не новый

доверительный предел, полученный повторной полной обработкой всех калибровок. [17, 64]

При rC = 100 нм эта постановка даёт λ около 7,51 × 10^{-9} $с^{-1}$ на границе указанного условия. Опорная масса в нормировке равна одному дальтону. Число отвечает на вопрос, какая интенсивность дала бы дополнительный показатель затухания −ln(0,78) при выбранной траектории. Оно не означает, что такая интенсивность обнаружена, и не устанавливает вероятность ложного исключения.

На том же рисунке показана опубликованная белошумовая граница XENONnT $\lambda/rC^2 < 3{,}0 \times 10^{-3}$ $с^{-1}$ $м^{-2}$ при доверительном уровне 90%. Её большая строгость в этой модели не превращает интерферометрию в ненужный опыт: каналы наблюдений проверяют разные проявления механизма и зависят от разных частотных предпосылок. При изменении спектра нужно заново рассчитывать излучательный и интерферометрический отклики. Статистические статусы двух линий различаются и обозначены отдельно. [16, 24]

Будущий протокол разумно проектировать в пространстве моделей, которое ещё совместимо с релевантными ограничениями. Если учебный расчёт использует более сильный эффект для наглядности, его амплитуда остаётся параметром симуляции. Для заявления о достижимом фундаментальном тесте понадобится общая модель спектра, тела, траектории и всех используемых наблюдаемых.

$$\lambda_{\max}(r_C) = \frac{-\ln R_{\min}}{K(r_C)}$$

$$R_{\mathrm{CSL}} = e^{-\lambda K(r_C)}.$$

(7.4) K(rC) вычисляется интегрированием выбранного массового ядра вдоль траектории. Здесь Rmin = 0,78 — явно принятое условие для иллюстративной линии, не самостоятельный уровень статистической достоверности.

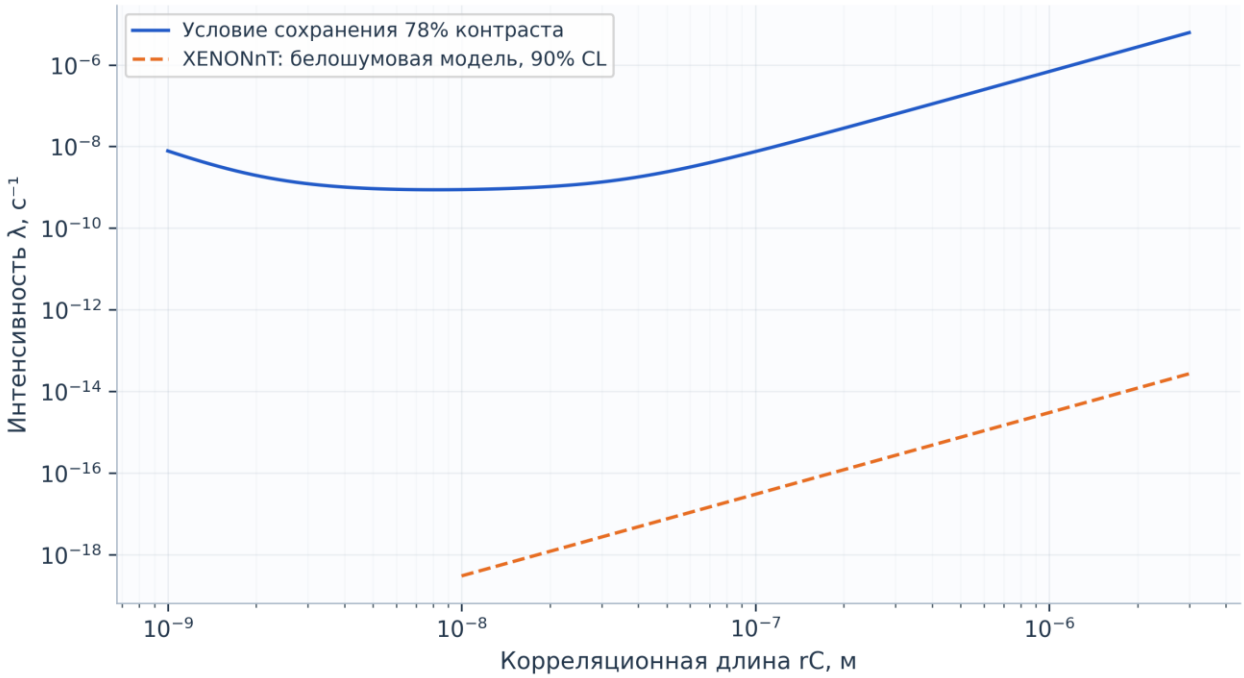


Рисунок 17. Расчётная линия условия $R \geq 0{,}78$ для паспортной геометрии и опубликованная граница XENONnT. Первая линия иллюстративная, вторая имеет заявленный уровень 90% CL; обе относятся к указанной белошумовой модели. Эти линии нельзя переносить на произвольный спектр. [16, 64]

Сравнение платформ становится содержательным, когда масса сопровождается геометрией, временем и моделью регистрации. Выбранный натриевый набор далее проходит через оценку среды и повторный анализ исходных отсчётов. Это позволяет проверять каждое звено рассуждения и сохранять различие между опубликованным измерением, модельной калибровкой и вычисленным следствием.

8 Модели объективного коллапса

Объективный коллапс предполагает, что сокращение множества пространственных альтернатив связано с физическим законом, действующим независимо от того, смотрит ли кто-либо на прибор. Такая гипотеза становится проверяемой, когда задаёт динамику и параметры. Слова о спонтанном выборе положения недостаточны: необходимо объяснить, какие состояния локализуются, как быстро это происходит и что случается с энергией. Различные ответы приводят к различным теориям, хотя в популярном изложении их нередко объединяют одним названием.

Что меняется в законе движения

Обычное унитарное развитие переводит чистое состояние замкнутой системы из одной формы в другую, сохраняя его норму и чистоту. Коллапсная модель добавляет специальную динамику. На уровне отдельных состояний она может быть случайной и нелинейной, а после усреднения — давать линейное уравнение для матрицы плотности. Эти два описания отвечают на разные вопросы. Первое описывает предполагаемую историю отдельного состояния; второе позволяет вычислять частоты результатов большого числа повторений. Их нельзя без пояснения подменять друг другом.

В работе Гирарди, Пирла и Римини 1990 года непрерывная спонтанная локализация была сформулирована через стохастическую эволюцию, совместимую с симметрией одинаковых частиц. Целью было сохранить привычные микроскопические предсказания и быстро подавлять некоторые макроскопические суперпозиции. Это исходное теоретическое построение, а не установленный экспериментальный механизм. Оно показывает важную для исследования возможность: предложить универсальную динамику, которая отличается от стандартной и потому допускает проверку. [21]

При чтении такой модели полезно разделять три уровня утверждений. Закон для матрицы плотности определяет наблюдаемые ансамблевые вероятности. Дополнительное правило для индивидуальных состояний определяет предполагаемую картину событий. Наконец, связь этой картины с единственным воспринимаемым результатом требует собственной аргументации. Если расчёт доказал затухание недиагональных элементов, он ещё не доказал все три уровня сразу. Такая осторожность не обесценивает модель; она помогает видеть, какой вопрос действительно решён.

Два параметра пространственной локализации

В массово-пропорциональной версии CSL удобно выделить интенсивность λ и длину r_C. Первая задаёт масштаб частоты для опорной массы, вторая — пространственное разрешение механизма. Если две альтернативы почти совпадают относительно r_C, воздействие слабо различает их. При достаточно

большом разделении различимость насыщается. Для компактного тела, размеры которого намного меньше r_C, закон содержит квадрат отношения массы тела к опорной массе нуклона. Эту эффективную форму и связь с уравнением столкновительной декогеренции явно обсуждают Ниммрихтер и соавторы. [17]

Формула компактного тела позволяет построить первые проверки размерностей. λ имеет размерность обратного времени, отношение масс безразмерно, аргумент экспоненты тоже безразмерен. Поэтому Γ действительно является скоростью. При нулевом разделении она обращается в ноль: совпадающие положения нельзя различить пространственной локализацией. При малом разделении разложение экспоненты даёт квадрат расстояния, при большом — постоянный предел. Эти свойства полезнее запоминания отдельного коэффициента: они сразу обнаруживают множество ошибок в новых вычислениях.

$$\Gamma_{\mathrm{CSL}}(d) = \lambda\left(\frac{m}{m_0}\right)^2\left[1 - \exp\left(-\frac{d^2}{4r_C^2}\right)\right]$$

$$R \ll r_C.$$

(8.1) Здесь m — масса компактного жёсткого объекта, m_0 — выбранная опорная масса нуклона, d — разделение пространственных альтернатив. Формула относится к определённой массово-пропорциональной CSL с белым шумом. R характеризует размер тела; для протяжённого объекта это приближение заменяется расчётом по массовой плотности.

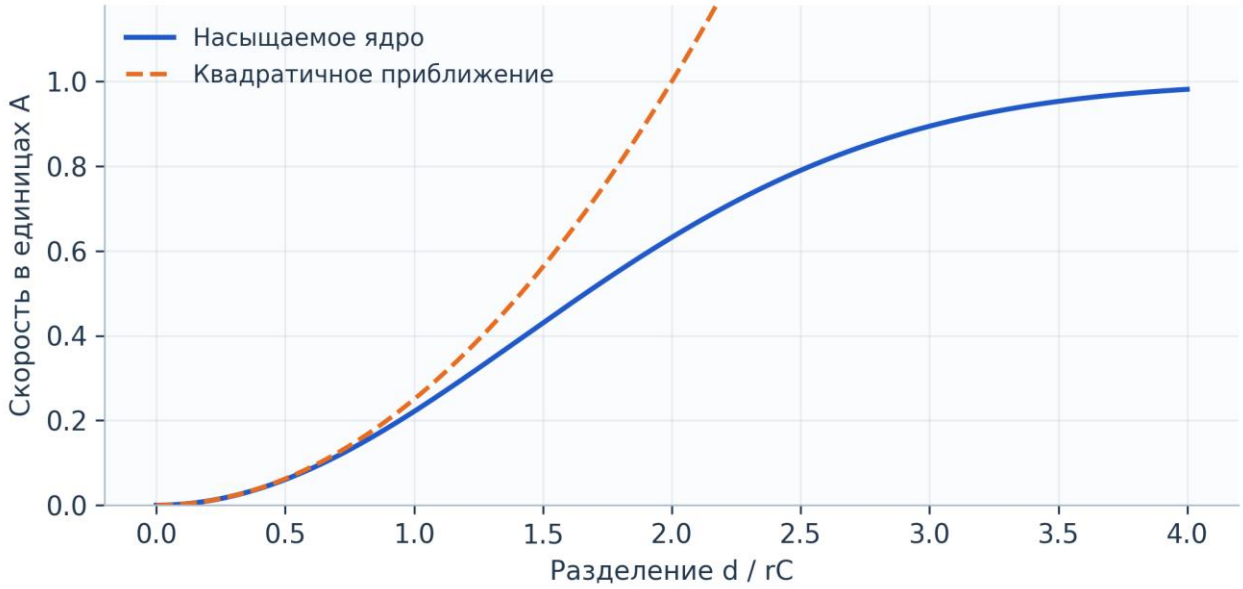


Рисунок 18. Компактная пространственная модель переходит от квадратичного поведения к насыщению. Квадратичное приближение применимо только при малом d / rC.

Почему форма тела входит в теорию

У реального объекта масса распределена в пространстве. Два тела равной массы могут иметь одинаковый центр, но разные оболочки, пустоты и

внутренние слои. Если модель чувствительна к распределению вещества на масштабе r_C, она должна различать эти случаи. Удобный язык для расчёта — пространственное преобразование Фурье массовой плотности. Оно показывает, насколько сильно объект содержит неоднородности заданного размера. Вес каждой неоднородности затем определяется корреляционным ядром модели. Такой расчёт называют учётом форм-фактора.

Проверка предельных случаев обеспечивает простой контроль. При стремлении размера тела к нулю форм-фактор должен превращаться в полную массу, а интеграл — возвращать компактную формулу. При раздвижении частей большого тела должны корректно исчезать вклады их взаимной корреляции, когда расстояние превосходит соответствующий масштаб. Простое умножение точечного результата на число атомов обычно не заменяет этой процедуры. Число атомов и квадрат полной массы возникают из разных предположений о согласованности вкладов.

Это различие открывает возможность для дизайна опыта. Изменение геометрии способно менять исследуемый сигнал при почти постоянной общей массе. Но оно одновременно меняет механические моды, взаимодействие с поверхностями и чувствительность к внешним полям. Значит, геометрический выигрыш следует оценивать совместно с изменившимся фоном. Объект, который максимально усиливает формальный коллапсный член, не обязательно даёт наиболее убедительное сравнение с обычной физикой.

Для проверки такого расчёта можно явно задать массовую плотность и выбранное соглашение преобразования Фурье. В приведённой ниже записи волновой вектор k имеет размерность обратной длины, а преобразованная плотность — размерность массы. Гауссов вес подавляет пространственные неоднородности на слишком малом масштабе. Множитель с косинусом сравнивает исходное и смещённое распределения. В точечном пределе преобразованная плотность равна m, и обычный гауссов интеграл возвращает формулу предыдущего раздела. Это удобный аналитический тест реализации: ошибка в нормировке интеграла сразу нарушит точечный предел.

$$\tilde{\mu}(\mathbf{k}) = \int d^3r\, \mu(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}.$$

(8.2) μ(r) — массовая плотность жёсткого тела. Принято преобразование без коэффициента нормировки перед интегралом; μ̃(0) = m.

$$\Gamma(\mathbf{d}) = \frac{\lambda r_C^3}{\pi^{3/2} m_0^2} \int d^3k e^{-r_C^2 k^2} |\tilde{\mu}(\mathbf{k})|^2 [1 - \cos(\mathbf{k}\cdot\mathbf{d})].$$

(8.3) Конечная геометрия включена через массовый форм-фактор в указанной конвенции массово-пропорциональной CSL. Рассматриваются две одинаково ориентированные копии одного жёсткого тела, отличающиеся переносом d. Для суперпозиции разных ориентаций требуется более общий расчёт разности распределений.

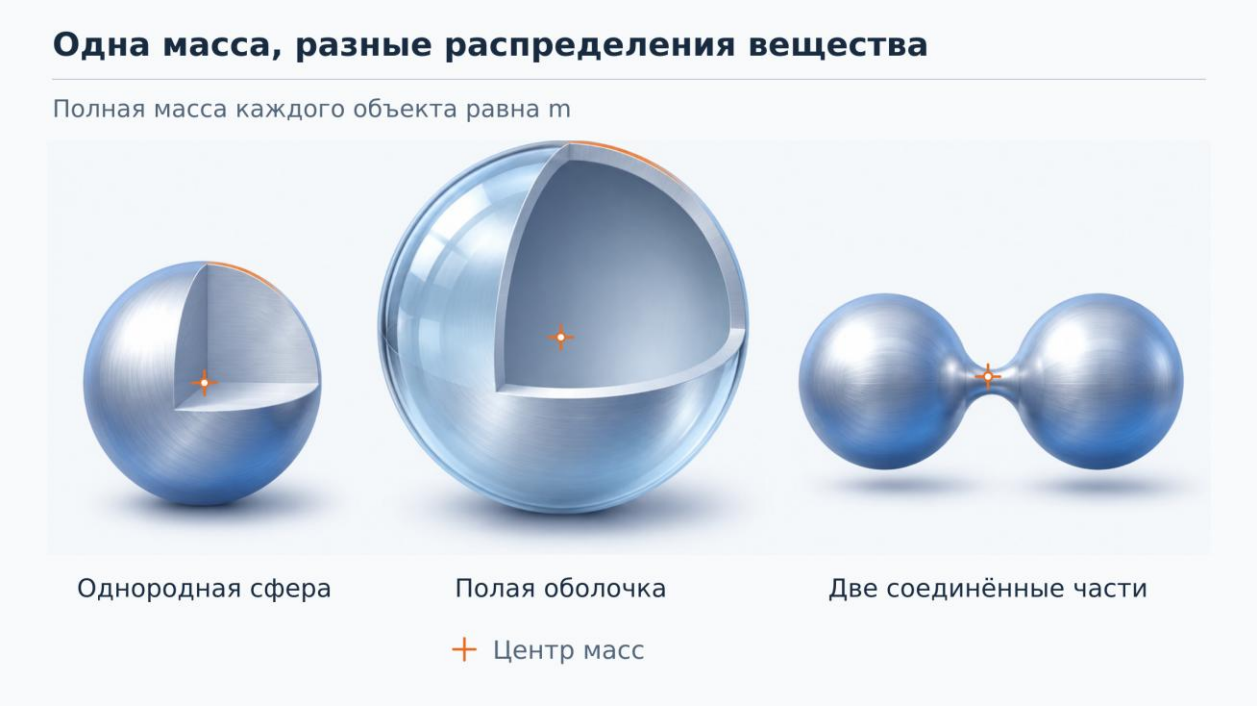


Рисунок 19. Три возможных распределения одной полной массы m: однородная сфера, полая оболочка и две соединённые компактные части. Оранжевые метки обозначают центры масс полных тел. Разрезы раскрывают строение условно, не означая удаления вещества. Размеры и плотности конструкций могут различаться: равная масса не требует равенства внешних радиусов или плотностей. Сцена иллюстрирует геометрию, а не вычисленный форм-фактор.

Две истории одного ансамбля

Разницу между индивидуальной историей и ансамблевым законом можно увидеть на двухуровневой системе без пространственных интегралов. Пусть $H = 0$, а B — ограниченный безразмерный самосопряжённый оператор. Для конкретных чисел далее берётся $B = Z$ с собственными значениями ± 1. Параметр κ положителен и имеет размерность обратного времени. Сравниваются две нормированные стохастические эволюции.

В первой эволюции шум меняет фазу унитарным образом. Её точное решение при постоянном B равно $\exp(-i\sqrt{\kappa}\, B\, W_t)|\psi_0\rangle$. В стохастической записи появляется детерминированный член $-\kappa B^2 dt/2$, хотя каждое конечное преобразование унитарно. Он необходим при использовании правила Ито: вклад квадратичной вариации dW^2 имеет порядок dt. Без этого члена ошибочно изменялась бы норма.

Во второй эволюции шум умножает отклонение B от его текущего среднего b_t. Среднее вычисляется по той же индивидуальной нормированной волновой функции, поэтому уравнение нелинейно. Этот тип стохастического уравнения возникает, в частности, для состояния, обусловленного записью идеального непрерывного измерения. Связь записи, условного состояния и усреднённого уравнения подробно выводится в литературе по непрерывным измерениям. [57]

Обозначим индивидуальный проектор через $P = |\psi\rangle\langle\psi|$. При вычислении dP нужно сохранить три слагаемых: $d|\psi\rangle\langle\psi|$, $|\psi\rangle d\langle\psi|$ и $d|\psi\rangle d\langle\psi|$. Последнее содержит

dW^2 и даёт обычный вклад порядка dt. Для обоих уравнений детерминированная часть после сокращения равна $\kappa(BPB-\{B^2,P\}/2)$. Члены с b_t во втором случае взаимно сокращаются именно в этой части.

Стохастические части остаются разными. В унитарном случае они содержат коммутатор $-i\sqrt{\kappa}[B,P]dW$, в условном — $\sqrt{\kappa}(BP+PB-2b_tP)dW$. При усреднении по физической вероятностной мере винеровских приращений их средний вклад равен нулю. Поэтому обе конструкции дают одну матрицу ρ с одним и тем же линейным уравнением движения.

Равенство ансамблевой динамики не делает индивидуальные истории одинаковыми. В первой населённости собственных состояний B не меняются. Во второй запись постепенно различает эти состояния и изменяет условные населённости. Неоднозначность стохастического описания при одном уравнении Линдблада также проявляется в моделях пространственного движения, рассмотренных Hofmann и Drossel. [28]

$$d|\psi\rangle = \left[-\frac{\kappa}{2}B^2dt - i\sqrt{\kappa}BdW\right]|\psi\rangle.$$

(8.4) Случайная унитарная фаза в форме Ито. W — вещественный винеровский процесс; математическое ожидание dW равно нулю.

$$d|\psi\rangle = \left[-\frac{\kappa}{2}(B-b_t)^2dt + \sqrt{\kappa}(B-b_t)dW\right]|\psi\rangle$$

$$b_t = \langle\psi|B|\psi\rangle.$$

(8.5) Нормированная нелинейная стохастическая эволюция. В модели непрерывного измерения W описывает случайный остаток записи после вычитания её условного среднего, а не непосредственно показание прибора.

$$\dot{\rho} = \kappa\left(B\rho B - \frac{1}{2}\{B^2,\rho\}\right) = -\frac{\kappa}{2}[B,[B,\rho]].$$

(8.6) Общее ансамблевое уравнение обеих конструкций. Оно получено прямым правилом произведения Ито при указанных ограничениях.

Как различаются населённости и совпадает видимость

Пусть начальное состояние равно $|+\rangle$, а $B = Z$. При случайной унитарной фазе вероятность пути ноль в каждой истории остаётся 1/2. Относительная фаза между путями меняется на величину, пропорциональную W_t. Усреднение $\exp(-2i\sqrt{\kappa}\,W_t)$ по гауссовой величине с дисперсией t даёт $\exp(-2\kappa t)$. Поэтому ансамблевая видимость затухает, хотя ни одна индивидуальная история не выбирает один из путей.

Для второй эволюции удобно следить за $z = \langle Z\rangle$. Прямое применение стохастического уравнения даёт $dz = 2\sqrt{\kappa}(1-z^2)dW$. Детерминированного сдвига среднего z нет. Однако отдельные траектории уходят к областям около +1 или −1, где шумовой коэффициент становится мал. Это соответствует условному преимущественному населению одного из двух собственных состояний.

В этом примере собственное состояние Z не меняется при измерении. Распределение записи можно сгенерировать без ошибки временной дискретизации. В безразмерном времени τ = κt выбирается вспомогательный знак h с вероятностями 1/2; затем Y(τ) = 2hτ + B_τ, где B_τ — винеровский процесс с дисперсией τ. Условное z равно tanh(2Y). Знак h здесь служит способом выборки точного распределения измерительной записи. Он не вводится как доказанная скрытая физическая переменная квантовой системы.

При τ = 1/2 общая ансамблевая видимость обеих конструкций равна exp(−1) ≈ 0,367879. При τ = 1 она равна exp(−2) ≈ 0,135335. В приведённом расчёте это проверено отдельно для 160 000 независимых реализаций каждого типа на четырёх временах; отклонения средних согласуются с их статистической неопределённостью. Рисунок показывает разные условные населённости и совпадающий ансамблевый прогноз. Он представляет симуляцию заданных законов.

Наблюдать условную траекторию означает иметь доступ к конкретной записи измерения и принять модель её связи с системой. Если запись удалена, остаётся одна и та же ρ. Если запись доступна, состав наблюдений изменился, и сравнивать нужно совместную статистику системы и записи. Поэтому демонстрация разных стохастических путей не является новым решением проблемы измерения и не доказывает объективный коллапс. Она показывает, какая дополнительная структура отсутствует в одном ансамблевом уравнении.

Для пространственной модели вывод переносится как требование к описанию: необходимо назвать оператор локализации, правило индивидуальной эволюции и доступные наблюдения. Двухуровневый расчёт не заменяет массово-пропорциональную CSL; он позволяет проверить логический переход от её ансамблевого закона к утверждению об отдельных событиях.

$$dz = 2\sqrt{\kappa}(1 - z^2)\,dW$$

$$z(0) = 0$$

$$p_0 = \frac{1 + z}{2}.$$

(8.7) Условная населённость для непрерывного измерения Z при H = 0. В случайно-унитарной конструкции z тождественно равен нулю для того же начального состояния.

$$\rho(t) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & e^{-2\kappa t} \\ e^{-2\kappa t} & 1 \end{pmatrix}$$

$$V(t) = e^{-2\kappa t}.$$

(8.8) Совпадающая ансамблевая матрица. Её диагонали постоянны, а внедиагональные элементы затухают в обеих моделях.

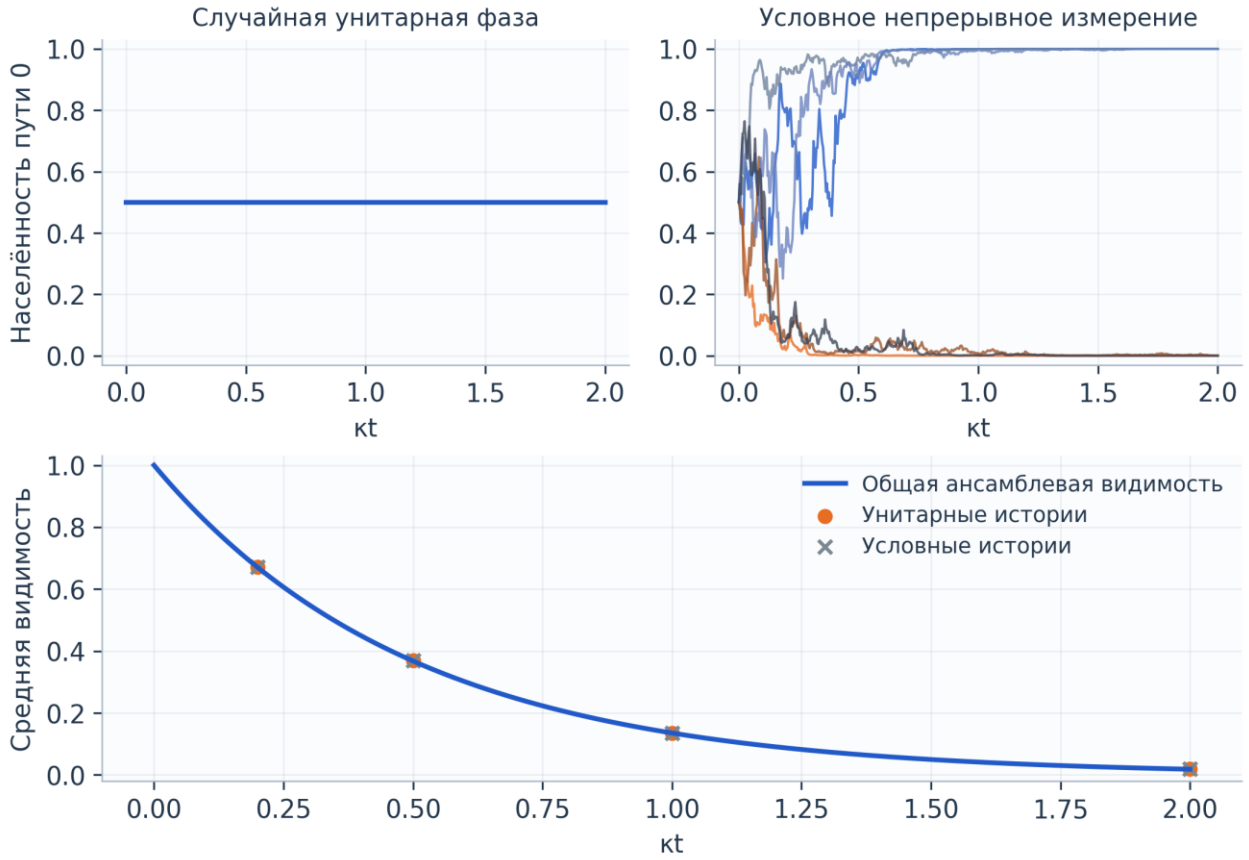


Рисунок 20. Разные индивидуальные описания дают один ансамбль. При случайной унитарной фазе населённость пути неизменна; при условном непрерывном измерении она меняется. Нижняя панель сравнивает точную видимость с независимо смоделированными средними; это модельные данные.

Гравитационная мотивация и её пределы

Другой путь связывает нестабильность суперпозиции с различием двух распределений массы и соответствующих гравитационных полей. Дьёши в 1989 году предложил динамическую модель с гравитационной мерой массовых флуктуаций. Пенроуз в 1996 году обсуждал иную аргументацию: трудность сопоставления временной эволюции для суперпонированных геометрий и характерный масштаб времени, обратно пропорциональный гравитационной энергии различия. Сходство возникающих оценок объясняет распространённое объединённое название, но не делает обе исходные конструкции полностью тождественными. [22, 23]

Если обозначить различие двух массовых плотностей через δμ, ньютоновская энергия такого различия задаётся двойным пространственным интегралом. При гладких плотностях он позволяет сравнивать геометрии. При замене вещества точечными источниками требуется осторожность на малых расстояниях: коротковолновые вклады могут стать неопределёнными. Поэтому сглаживание или иной физический предел является частью модели, а не безобидной технической деталью. Изменение этого предположения способно изменить предсказания нагрева и ограничения.

Оценка времени через энергию не заменяет полного закона. Она не сообщает автоматически, какая стохастическая история реализуется, как обновляются вероятности или каким образом строится согласованная релятивистская версия. В исследовательском тексте нужно указывать, используется ли только оценка масштаба или конкретная регуляризованная динамика. Иначе одна формула незаметно начинает представлять несколько несовпадающих гипотез.

$$E_G = \frac{G}{2}\int d^3r\, d^3r' \frac{\delta\mu(\mathbf{r})\delta\mu(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

$$\tau \sim \frac{\hbar}{E_G}.$$

(8.9) Эта запись выражает распространённую ньютоновскую оценку для гладкого или явно регуляризованного различия массовых плотностей. Численные соглашения и сглаживание должны задаваться отдельно. Соотношение $\tau \sim \hbar/E_G$ имеет статус модельной оценки, а не экспериментально установленного универсального времени коллапса.

Белый шум и память

Белый шум — идеализация, в которой корреляции во времени предельно коротки, а спектральная плотность остаётся постоянной в рассматриваемом диапазоне частот. Это делает уравнения проще, но расширяет содержание гипотезы: один и тот же закон фактически связывает очень разные частоты. Если воздействие имеет время памяти, его высокочастотная часть может быть ослаблена. Тогда ограничение, полученное по одному типу излучения, не переносится автоматически на механическое движение при значительно меньших частотах.

Карлессо, Фериальди и Басси исследовали, как неинтерференционные проверки коллапсных моделей зависят от спектра цветного шума. Их работа демонстрирует необходимость явно задавать спектральные предположения при сравнении ограничений. [24] Из этого не следует, что произвольное усложнение делает модель защищённой от проверки. Каждая добавленная функция или шкала должна ограничиваться данными. Если спектр можно свободно перестраивать после каждого опыта, гипотеза постепенно теряет предсказательность.

Для первой исследовательской программы разумно выбрать небольшое семейство спектров с ограниченным числом параметров и проверить устойчивость вывода к альтернативным семействам. Полученное ограничение будет уже универсального утверждения, зато его можно проверить и воспроизвести. Следующий шаг состоит в построении столь же явной модели окружения. Нельзя требовать точности от предполагаемого нового закона и одновременно описывать обычные источники потерь неопределённым словом «шум».

9 Окружающая среда как физическая модель

При поиске новой динамики окружение легко превратить в остаточную категорию: всё, что мешает увидеть желаемый эффект, называют шумом. Для фундаментального опыта этого недостаточно. Газ, тепловые фотоны, электрические поля и нестабильность управления действуют по разным законам. Они зависят от разных параметров и оставляют разные записи. Понимание этих различий позволяет не только уменьшать помехи, но и строить контрольные изменения, при которых объяснения расходятся. Именно здесь абстрактная задача о границе квантового мира превращается в конкретную исследовательскую работу.

Разделить потерю частиц и потерю когерентности

Пусть после изменения настройки число зарегистрированных частиц уменьшилось. Это ещё не означает, что оставшиеся частицы потеряли взаимную согласованность пространственных альтернатив. Часть потока могла уйти мимо детектора, столкнуться со стенкой или изменить заряд. При другой настройке число частиц может почти сохраниться, а интерференция ослабнуть из-за случайного сдвига фазы. Третья возможность — распределение скоростей расширилось и разные интерференционные картины перестали совпадать при усреднении. Эти случаи требуют разных поправок и дают разные проверочные предсказания.

Поэтому полезно моделировать весь процесс регистрации: подготовку, прохождение, выживание и конечное считывание. Если анализ использует только частицы, дошедшие до конца, отбор тоже становится частью физической модели. Например, воздействие может сильнее удалять некоторые скорости или размеры. Оставшийся ансамбль перестаёт представлять первоначальное распределение. Подгонка одной общей видимости тогда способна приписать коллапсу изменение состава выборки. Это не редкая логическая тонкость, а общее следствие условной статистики: результат зависит от того, какие события включены в знаменатель.

В вычислительной модели такое различие удобно проверять на искусственных данных. Сначала задаётся заведомо обычная физика и известный механизм потерь. Затем эти данные обрабатываются упрощённой процедурой. Если процедура уверенно возвращает ненулевой фундаментальный параметр, обнаружена проблема анализа. Исправлять нужно её, а не объяснять ложный эффект новой теорией. Такой тест особенно полезен до получения реальных данных, когда ожидания ещё не привязаны к конкретному графику.

Столкновение как перенос информации

Молекула газа может унести информацию о положении объекта через состояние после рассеяния. Для наблюдателя, который не регистрирует окружающий газ, это проявится как уменьшение пространственной

когерентности. В 2003 году Хорнбергер и соавторы измерили ослабление интерференции фуллеренов при повышении давления остаточного газа и количественно сопоставили наблюдение с декогеренцией от столкновений. Тем самым среда выступила управляемым физическим участником опыта, а не произвольным объяснением неудобного результата. [26]

Если переданный при столкновении импульс случаен, две пространственные альтернативы получают разную относительную фазу. Величина этого различия зависит от произведения импульса на расстояние. Очень малое разделение почти не различается данным событием; большое разделение может различаться почти полностью. Из этой логики уже следует, что декогеренция от среды не обязана расти квадратично при любых расстояниях. Квадратичный закон часто является лишь первым членом разложения около совпадающих положений.

Общий результат для последовательности независимых случайных толчков выражается через характеристическую функцию распределения переданного импульса. В такой записи насыщение пространственной скорости возникает естественно, без изменения квантовой механики. Этот формализм подробно построен в работе Ваккини о столкновениях и процессах Леви. [18] Для исследовательской задачи существенен вывод: форма кривой потери видимости сама по себе не присваивает воздействию фундаментальное происхождение. Нужно знать, какие формы допускает измеренное окружение.

Тёплый объект в холодной камере

Температура стенок, температура газа и внутренняя температура частицы — разные величины. Даже если камера холодная и хорошо откачана, частица может хранить внутреннюю энергию и излучать фотоны. Излучение изменяет состояние среды, а доступность информации о положении зависит, в частности, от длины волны. Нельзя заменить весь этот процесс одной температурой, взятой с ближайшего датчика. В модели следует указать, какая именно температура измеряется и как она связана с состоянием летящего объекта.

Хакермюллер и соавторы в 2004 году продемонстрировали потерю интерференции молекул C_{70} при тепловом излучении. Это экспериментальный пример того, как внутреннее состояние сложного объекта влияет на наблюдаемую пространственную когерентность. [25] Для нового протокола отсюда следует практическое требование: изменение мощности подготовки или времени полёта нужно проверять не только как изменение пространственной траектории, но и как возможное изменение тепловой истории.

Особенно опасны скрытые связи между ручками управления. Увеличение расстояния между ветвями может потребовать более сильного оптического импульса. Этот импульс способен нагреть частицу, а нагрев — изменить излучение и контраст. В данных появится зависимость потерь от расстояния, хотя непосредственная причина связана с подготовкой. Разорвать такую неоднозначность помогает дополнительная последовательность, которая меняет вложенную энергию при сохранении траектории, либо траекторию при

сопоставимой энергии. Возможность такого контроля нужно выяснять на этапе проектирования.

Фазовая нестабильность и ограниченное восстановление

Случайная фаза способна сделать среднюю интерференционную картину почти плоской. При этом отдельный запуск может оставаться хорошо определённым, если доступна запись возмущающего поля. Условная обработка с учётом этой записи иногда восстанавливает контраст. Смысл восстановления состоит не в отмене уже состоявшегося фундаментального события, а в изменении доступной информации об обычной динамике. Однако такой успех относится к зарегистрированному источнику и не доказывает, что вся потеря когерентности в установке имеет тот же характер.

И обратное заключение неверно: неудача восстановления ещё не доказывает объективный коллапс. Запись могла быть недостаточно точной, управляющие импульсы — слишком медленными, а среда — содержать недоступные степени свободы. Поэтому утверждение о восстановимости всегда сопровождается описанием разрешённых действий и их точности. Теоретическая возможность полного обращения замкнутой динамики и практическая способность лаборатории выполнить это обращение — разные вопросы.

Точность языка особенно важна при моделировании индивидуальных траекторий. Разные стохастические представления одного ансамблевого уравнения могут рисовать совершенно разные истории волновой функции. Хофманн и Дроссель показали это на модели частицы в шумящем потенциале: одинаковая потеря фазовой когерентности не обеспечивала одинаковой локализации в разных представлениях. [28] Следовательно, анимация сужающегося пакета не является самостоятельным экспериментальным доказательством коллапса.



Рисунок 21. Обобщённая прозрачная камера связывает физические источники потерь с частями измерительного тракта. Отдельно показаны рассеяние газа, тепловое излучение, фазовое возмущение и уход за область регистрации. Температуры частицы, газа и стенок различаются. Столкновение не обязательно удаляет частицу из выборки. Цвет условных фотонных волн не задаёт их длину волны. Сцена не является реконструкцией MUSCLE и не задаёт количественного бюджета.

Как фон получает право называться проверенным

Проверенная модель фона не обязана перечислять все возможные воздействия во Вселенной. Она должна ясно задавать область, в которой её параметры измерены, и давать верные ответы на предусмотренные контрольные изменения. Утверждение «остаточный газ пренебрежимо мал» полезно лишь вместе с давлением, составом, неопределённостями и расчётом соответствующего вклада. Аналогично отсутствие видимого дрейфа на короткой записи не устанавливает его отсутствие во время длительного набора данных. Модель становится надёжнее через проверку предсказаний, а не через увеличение списка терминов.

Для последующего анализа полезно разделить параметры на несколько ролей без превращения этих ролей в физические сущности. Одни задают исследуемый закон, другие характеризуют среду, третьи описывают регистрацию. Все они могут быть неопределённы, но не все должны свободно подстраиваться под одну кривую. Часть параметров определяется отдельными измерениями. Для оставшихся задаются допустимые диапазоны и проверяется, как меняется вывод при их расширении. Если заключение исчезает после небольшой разумной поправки к фону, его следует считать хрупким.

Наконец, остаток после вычитания фона — тоже результат вычисления с ошибкой. Он может оказаться отрицательным, коррелировать между настройками или зависеть от выбранного способа обработки. Нельзя сначала обращаться с фоном как с точной величиной, а затем трактовать остаток как непосредственное наблюдение новой силы. Правильный путь — переносить неопределённость всех существенных компонентов в итоговое сравнение. Следующая глава показывает, как специально выбранная комбинация измерений может упростить эту задачу, и где её возможности заканчиваются.

Газовый бюджет в числах

Для паспортной конфигурации седьмой главы газовый вклад можно вычислить, пользуясь оценкой рассеяния из дополнения к работе Pedalino и соавторов. В ней скорость полной декогеренции при различимом столкновении выражена через давление, температуру, наиболее вероятную скорость молекулы и коэффициент ван-дер-ваальсова взаимодействия C_6. Состав остаточного газа в этой оценке является модельным: авторы прямо указывают отсутствие калиброванного анализатора состава в интерферометрической камере. [64]

Используется смесь с парциальными давлениями $4{,}6 \times 10^{-9}$ мбар для воды, $1{,}4 \times 10^{-9}$ мбар для гелия и $3{,}0 \times 10^{-9}$ мбар для водорода. Сумма равна принятой для расчёта верхней рабочей оценке давления 9×10^{-9} мбар. Коэффициенты C_6 вычисляются в приближении Слейтера — Кирквуда по приведённым в источнике статическим поляризуемостям: 9,4 Å³ на атом натрия, 1,5 Å³ для воды, 0,2 Å³ для гелия и 0,8 Å³ для водорода. Электронные числа в этой оценке также фиксированы источником.

При массе 168,940 кДа и времени пролёта 12,4525 мс расчёт даёт скорости 8,339 с⁻¹, 1,804 с⁻¹ и 7,979 с⁻¹ соответственно. Их сумма равна 18,122 с⁻¹, а общий множитель сохранения контраста составляет 0,79798. Близость к оценке около 0,79 из дополнительного материала служит проверкой единиц и масштаба. Различие последних процентов не следует интерпретировать как новый эффект: масса, скорость и состав в таком расчёте заданы с намного более существенными физическими допущениями.

Скорости складываются, потому что здесь приняты независимые пуассоновские каналы рассеяния. Множители видимости, напротив, перемножаются. Это один и тот же закон в двух представлениях: логарифм произведения превращает каждый механизм в отдельный вклад. Такое представление удобно для бюджета, поскольку показывает, какой параметр сильнее меняет итоговую потерю.

Водород при меньшем парциальном давлении даёт вклад, сравнимый с водой: важна не только плотность газа, но и скорость молекул. Из одного показания вакуумметра поэтому нельзя заключить, что поправка на газ известна. Необходимо знать состав и предел применимости принятой модели рассеяния. Последняя предполагает, что столкнувшиеся частицы остаются в угле регистрации; если детектор их удаляет, совместно меняется отбор ансамбля.

$$\Gamma_g \simeq \frac{8 p_g}{k_B T_g} \left(\frac{C_6^2 \nu_g^3}{\hbar^2} \right)^{1/5}$$

$$R_g = \exp\!\left[-T_{13} \sum_g \Gamma_g \right].$$

(9.1) Оценка применяется при указанных в источнике предпосылках дальнодействующего рассеяния. Давление при подстановке переводится в паскали: 1 мбар = 100 Па. T_{13} — полное время от первой до третьей решётки.

Компонент	Парциальное давление, мбар	Γ, с⁻¹	Множитель R
H_2O	$4{,}6 \times 10^{-9}$	8,339	0,90137
He	$1{,}4 \times 10^{-9}$	1,804	0,97778
H_2	$3{,}0 \times 10^{-9}$	7,979	0,90541
Сумма / произведение	$9{,}0 \times 10^{-9}$	18,122	0,79798

Парциальные давления — опубликованная модель состава, а не три независимых измерения данного набора. Результаты рассчитаны заново по паспортным входам.

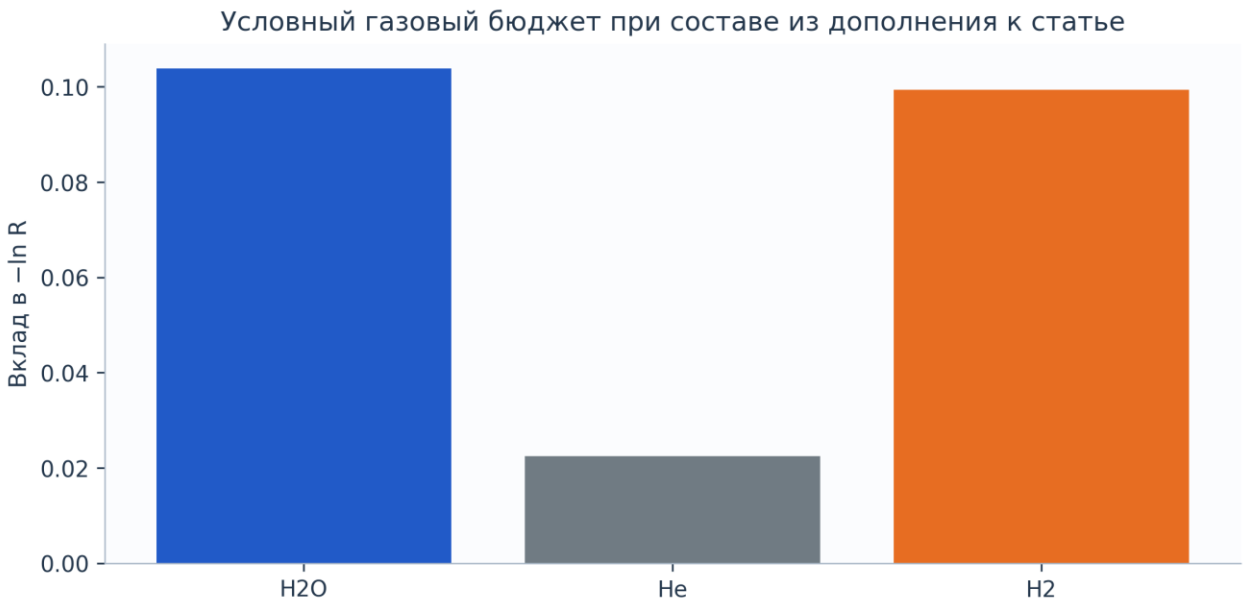


Рисунок 22. Вклад компонентов выбранной модели остаточного газа в показатель потери контраста. Состав взят из дополнительного материала, но не был независимо измерен в данном наборе. Расчёт повторён по паспортным параметрам. [64]

Неопределённость состава меняет вывод

Чтобы оценить роль неизвестного состава, можно оставить полное давление неизменным и рассмотреть крайние варианты внутри того же набора веществ. Если всё давление приписать гелию, получится Rg = 0,86550; для воды — 0,81615; для водорода — 0,74223. Эти края не утверждают, что камера действительно заполнена чистым газом. Они показывают диапазон, допустимый самой моделью без дополнительной информации о долях компонентов.

Такое изменение значительно больше маленького остатка, который хотелось бы приписать фундаментальной динамике. Условие наблюдения 78% опорной видимости совместимо с некоторыми составами обычного газа. Если номинальную смесь считать точной, то после её деления остаётся множитель примерно 0,97747. При другом допустимом составе этот остаток может уменьшиться, исчезнуть или сменить знак в логарифмическом представлении. Ненулевая поправка после вычитания единственного фона ещё не определяет новый механизм.

Систематику удобно передавать в анализ через параметры парциальных давлений с ограничением на их сумму. Тогда отдельный эксперимент на состав или изменение давления действительно сужает множество объяснений. Подстановка единственного удобного состава с нулевой ошибкой искусственно увеличивает точность фундаментального параметра. Для нового опыта приоритетом может оказаться калибровка газового состава, а не дополнительный час сбора тех же интерференционных отсчётов.

Даже при фиксированном составе остаются неопределённости поляризуемости и применимости сечения. В приведённой модели Г

пропорциональна $pC_6^{2/5}T_g^{-7/10}$, если скорость газа выражена через его температуру. Малые относительные изменения поэтому переносятся с различными коэффициентами. Это позволяет заранее решить, какой вспомогательный параметр надо измерять точнее, не приписывая всем входам одинаковую важность.

$$\frac{\delta \Gamma}{\Gamma} \simeq \frac{\delta p}{p} + \frac{2}{5}\frac{\delta C_6}{C_6} - \frac{7}{10}\frac{\delta T_g}{T_g}.$$

(9.2) Линейная чувствительность относится к одной газовой компоненте и $v_g \propto \sqrt{T_g}$. Это перенос малых изменений, а не формула для сложения независимых стандартных ошибок: для последних нужна ковариационная матрица.

Фаза требует ковариаций трёх решёток

Сдвиг полос определяется комбинацией перемещений первой, второй и третьей решёток. Общее движение всей конструкции не эквивалентно трём независимым колебаниям. Для гауссовых перемещений удобно ввести эффективное смещение Xeff = δx₁ − 2δx₂ + δx₃. Тогда контраст задаётся дисперсией именно этой комбинации, а не средним показанием одного акселерометра.

Если все три перемещения независимы и имеют одинаковую дисперсию σx², дисперсия Xeff равна 6σx². При полностью общем синхронном сдвиге комбинация обращается в нуль. Реальная установка находится между такими пределами, и её частотные корреляции важны. Числовой коэффициент перед σx² нельзя переносить из одной модели механики в другую без проверки определения амплитуды и взаимных корреляций.



Рисунок 23. Эффективное смещение трёх решёток равно Xэфф = δx₁ − 2δx₂ + δx₃. Одинаковые эффективные перемещения сокращаются; три независимых перемещения одинаковой дисперсии σ² дают Var(Xэфф) = 6σ². В общем случае нужна ковариационная матрица Σₓ. Перемещения должны сопоставляться с моментами взаимодействия пролетающей частицы; общая механическая опора сама по себе не гарантирует компенсации произвольной вибрации. Показаны модельные пределы, не измеренные амплитуды.

Чтобы получить отношение видимостей 0,78 только фазовым усреднением, требуется стандартное отклонение Xeff около 14,922 нм. В частном случае трёх независимых равных перемещений это соответствует σx около 6,092 нм для каждой решётки. Если сначала принять номинальный газовый множитель 0,79798, для оставшегося отношения 0,97747 достаточно σeff около 4,519 нм. Эти числа — эквивалентные уровни шума, рассчитанные из выбранной потери; они не являются результатом измерения вибрации.

Поэтому два объяснения одного снижения контраста нельзя целиком перемножить и назвать общим бюджетом. Если газ уже объясняет почти всю потерю, дополнительная фазовая амплитуда должна оцениваться совместно с ним. Иначе одна и та же потеря учитывается дважды. В корректной модели интенсивность газа и фазовая дисперсия ограничиваются независимыми контролями, а оставшаяся неопределённость переносится в общую вероятность данных.

Приведённая в дополнении к статье оценка около 7 нм соответствует коэффициенту $8\pi^2$ в показателе затухания; для явно принятой здесь независимости трёх решёток коэффициент равен $12\pi^2$ и получается 6,09 нм. Одного равенства среднеквадратичных смещений недостаточно, чтобы отождествить модели: требуется ковариация. Авторам источника здесь не приписывается конкретная неуказанная корреляция. [64]

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{d_g}\,\mathbf{w}^{T}\delta\mathbf{x}$$

$$\mathbf{w} = (1, -2, 1)^{T}.$$

(9.3) Вес второй решётки отличается от весов первой и третьей. Общий сдвиг сокращается, поскольку сумма весов равна нулю.

$$R_{\phi} = \exp\!\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{d_g}\right)^{2}\mathbf{w}^{T}\,\Sigma_{x}\,\mathbf{w}\right].$$

(9.4) Σ_x — ковариационная матрица перемещений решёток, усреднённых согласно времени пролёта. Формула предполагает гауссову случайную фазу и включает перекрёстные корреляции.

Тепло и регистрация в одном измерительном тракте

Для внутренней температуры натриевых кластеров около 80 K авторы оценивают тепловое излучение как несущественный источник потери контраста; аналогичный вывод сделан для рэлеевского рассеяния на решётках и испарения атомов. В номинальном бюджете поэтому принят тепловой множитель Rth = 1. Это использование опубликованной физической оценки, а не независимо измеренный верхний предел. При нагреве другой частицы строку необходимо заново вычислять по её частотно-зависимому оптическому отклику. [64]

Температуру не следует подставлять в закон идеального чёрного тела без проверки оптической модели. Частица радиусом несколько нанометров намного меньше характерных тепловых длин волн, и её поглощение и излучение определяются материалом и геометрией. Геометрическая площадь сама по себе не задаёт спектр. Поэтому достоверность теплового бюджета опирается на модель взаимодействия света с выбранным объектом, а не на наличие численного термометра в таблице.

Регистрация добавляет ещё один механизм уменьшения наблюдаемой видимости. Если к синусоидальному сигналу со средним уровнем S добавлен постоянный тёмный фон D, амплитуда полос остаётся той же, но средний уровень становится S + D. Измеренная видимость умножается на S/(S+D). Если фон уже вычтен, эту поправку повторно применять нельзя.

Средняя частота отсчётов в выбранном архиве равна 2765,78 $с^{-1}$. В статье указан диапазон электронных тёмных отсчётов 15–100 $с^{-1}$. Если такой невычтенный постоянный вклад присутствовал бы в этой средней частоте, соответствующий множитель видимости находился бы между 0,99458 и 0,96384. Это расчёт чувствительности к обработке фона. Сам открытый архив не даёт основания автоматически считать каждую из этих поправок реализованной в каждой точке. [15]

В отличие от постоянного тёмного фона, равномерная потеря доли полезных частиц при неизменном составе уменьшает число событий, но не обязательно видимость. Её цена проявляется через статистическую ошибку и длительность

накопления. Если потери зависят от скорости, массы или положения, они меняют ещё и усредняемое распределение. Эти случаи требуют разных коэффициентов в модели отклика и не должны складываться в один безымянный параметр эффективности.

$$V_{\text{recorded}} = V_{\text{signal}} \frac{S}{S + D}.$$

(9.5) Формула описывает добавление постоянного неинтерферирующего фона D к полезному среднему сигналу S. Она не описывает все виды потерь и не применяется повторно после корректного вычитания того же фона.

Элемент бюджета	Численный ориентир	Статус
Остаточный газ	R = 0,79798	Расчёт при указанном модельном составе
Состав при том же давлении	R от 0,74223 до 0,86550	Крайние варианты смеси трёх газов
Гравитация и вращение	R > 0,99	Оценка авторов для выровненной установки [64]
Тепловое излучение	Номинально R = 1	Опубликованная оценка при около 80 K; не измеренная точная единица
Фазовое усреднение	σeff = 4,519 нм после номинального газа	Эквивалентный шум для отношения 0,78, не новая калибровка
Тёмные отсчёты	Множитель 0,96384–0,99458	Условный расчёт, если указанный фон не вычтен
Накопление	3895 с; 10,773 млн отсчётов	Измеренные данные архива; перестройки не включены

Какой контроль уменьшает главную неопределённость

Составленный бюджет позволяет сформулировать конкретное решение для следующего измерения. В принятой газовой модели неизвестная доля водорода меняет контраст на величину, сравнимую со всем рассматриваемым остатком. Контроль состава и зависимость от давления поэтому непосредственно проверяют одно из главных объяснений. Дополнительные интерференционные сканы в неизменном режиме уменьшают случайную ошибку, но не устраняют это физическое вырождение.

Для механики полезна запись комбинации перемещений, чувствительной к фазе, или эквивалентная калибровка передачи вибраций в полосу. Низкий сигнал отдельного акселерометра не определяет все корреляции трёх решёток. Для регистрации полезны тёмные серии и контроль отбора масс; их следует проводить в условиях, сопоставимых с основной записью. Для тепла проверка

должна менять внутреннее состояние объекта при известной геометрии и контролируемом оптическом отклике.

Эти действия дают не абстрактный список осторожностей, а измерительную последовательность. Сначала фиксируется интересующий остаток, затем находятся параметры, способные его поглотить, после чего выбирается независимый контроль этих параметров. В девятнадцатой главе та же логика будет выражена через совместную вероятность исходных событий и проверена на ансамблях искусственных данных.

Вычисленный бюджет показывает одновременно величину потерь и предел знания об их составе. Для выбранного натриевого набора обычный газ уже даёт уменьшение контраста нужного масштаба, а небольшая фазовая или регистрационная поправка заметно меняет остаток. Поэтому последующий статистический анализ должен включать калибровки, сохраняя различие между измеренной величиной, оценённым механизмом и условным примером.

10 Три измерения и предел их смысла

Для первого расчёта полезно выбрать задачу, которую можно решить до большой симуляции. Пусть требуется проверить, содержит ли зависимость потерь от разделения ветвей кривизну, отсутствующую в простой фоновой модели. Такая задача намного уже доказательства объективного коллапса, зато позволяет точно показать действие метода. Ни формула пространственной локализации, ни разности соседних значений не являются новым открытием. Ценность примера состоит в прозрачности: видно, какие предположения используются, что уничтожается комбинацией измерений и какие альтернативы остаются.

Рабочая модель и значение каждого слагаемого

Рассматривается идеализированный участок опыта, на котором ветви удерживаются на постоянном расстоянии одинаковое время. Прибор оценивает дополнительную скорость потери видимости после учёта опорного контраста. В некотором ненулевом диапазоне расстояний фон приближается суммой постоянной и квадратичной частей. К нему добавляется насыщаемая зависимость, характерная для компактного массово-пропорционального CSL. Интенсивность этого слагаемого обозначается A. Подобная запись задаёт задачу различения двух функциональных форм, а не полный закон установки.

Постоянная часть имеет локальный эмпирический смысл. Например, некоторый фоновый процесс уже может насыщаться на всех исследуемых расстояниях. Продолжать такую аппроксимацию до точно совпадающих положений нельзя без проверки: физическая скорость чистой пространственной декогеренции при нулевом разделении должна исчезать. Аналогично коэффициент квадратичной части предполагается общим для всех трёх настроек. Если изменение траектории одновременно меняет температуру или заряд, это допущение может нарушаться.

$$\Gamma(d) = b_0 + b_2 d^2 + A\left[1 - e^{-d^2/(4r_C^2)}\right]$$

$$A = \lambda\left(\frac{m}{m_0}\right)^2.$$

(10.1) b_0 и b_2 описывают фон в выбранном диапазоне; A и r_C задают добавленное насыщаемое слагаемое. Используется компактный предел CSL, обсуждавшийся в главе 8. Запись не утверждает, что вся окружающая среда имеет такой простой вид.

Расстояния выбираются по их квадратам

Обычная разность двух измерений убирает постоянный фон, но сохраняет квадратичный. Чтобы убрать оба, удобно выбирать три расстояния так, чтобы их квадраты образовали арифметическую прогрессию. Для этого берутся d_0, $\sqrt{2}\,d_0$ и $\sqrt{3}\,d_0$. Затем первое и третье значения скорости складываются, а удвоенное

второе вычитается. Любая прямая по переменной d² исчезает. Метод не знает происхождения этой прямой: он уничтожает соответствующую форму одинаково для аппаратной поправки и физического воздействия.

Подстановка насыщаемого слагаемого даёт короткое выражение. Оно отрицательно при положительной интенсивности и конечном ненулевом расстоянии. При очень малом разделении насыщаемая зависимость сама почти квадратична, поэтому комбинация подавляет и её. При чрезвычайно большом разделении все три значения почти насыщаются, и комбинация снова исчезает. Наибольший абсолютный контраст возникает между этими пределами. Это геометрическая причина оптимума; она понятна до дифференцирования.

После замены экспоненты новой переменной задача сводится к максимуму кубического полинома на отрезке. Получается u = ln 3 и абсолютная величина 4A/27. Такой результат помогает выбрать область для сканирования, если масштаб r_C предполагается известным. При неизвестном r_C нельзя объявить единственную настройку оптимальной для всех возможных механизмов. Следует исследовать диапазон и учитывать, что поиск наиболее выразительного участка по самим данным меняет статистику заявления.

$$d_j = \sqrt{j}\, d_0 \ (j = 1,2,3)$$

$$u = \frac{d_0^2}{4r_C^2}$$

$$Q = \Gamma(d_1) - 2\Gamma(d_2) + \Gamma(d_3) = -Ae^{-u}(1 - e^{-u})^2.$$

(10.2) Q — вторая разность по квадрату расстояния. Постоянный и квадратичный фон сокращаются алгебраически при общих коэффициентах.

$$|Q|_{\max} = \frac{4A}{27}$$

$$u_* = \ln 3$$

$$d_{0,*} = 2r_C\sqrt{\ln 3}.$$

(10.3) Это максимум абсолютного модельного контраста при фиксированном A, а не автоматически максимум экспериментальной значимости.

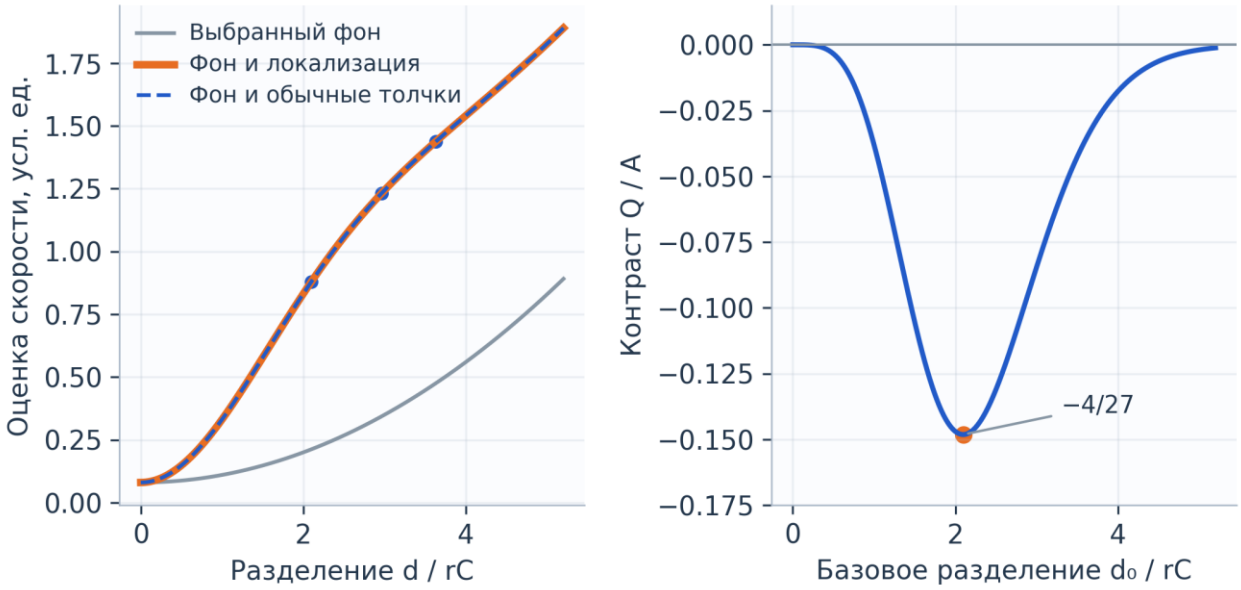


Рисунок 24. Три измерения сокращают постоянный и квадратичный фон. Однако насыщаемые кривые локализации и подходящего обычного шума совпадают; контраст не устанавливает причину сам по себе.

Какая цена уплачена за сокращение фона

Комбинация измерений уменьшает чувствительность к определённым систематикам, но не создаёт данные бесплатно. Каждая оценка скорости имеет ошибку. При независимых одинаковых дисперсиях дисперсия Q в шесть раз больше дисперсии отдельной оценки. Если ошибки коррелированы, результат определяется полной матрицей ковариаций. Общая одинаковая поправка может сократиться, а дрейф, по-разному затрагивающий последовательные настройки, способен усилиться. Порядок набора данных поэтому становится частью дизайна, а не нейтральной технической подробностью.

В настоящем опыте ошибки обычно неодинаковы. При сильном затухании остаётся мало информации о контрасте, и скорость определяется хуже. Кроме того, преобразование через логарифм может сделать распределение ошибки несимметричным. Поэтому максимум абсолютного Q не обязан совпадать с максимумом отношения сигнала к неопределённости. Для окончательного выбора настройки следует моделировать исходные отсчёты и оценивать статистику той процедурой, которая будет применена к эксперименту.

Есть и физическая цена аппроксимации. Если в фоне присутствует член $b_4 d^4$, он даёт вклад $2b_4 d_0^4$ в Q. Следовательно, ненулевой ответ устанавливает отклонение от выбранной линейной зависимости по d^2. Он не сообщает, какое из дополнительных слагаемых его создало. Проверка фона должна охватывать именно те нелинейности, которые способны имитировать искомый знак и масштаб. Увеличение точности измерений без такой проверки может лишь сделать ошибочное объяснение более уверенным.

Простой контроль состоит в повторении трёх настроек в разных временных порядках. Если значение Q заметно зависит от того, какая настройка

выполнялась первой, исходное предположение об общем стационарном фоне вызывает сомнение. Дополнительная четвёртая точка может помочь разделить параметры, но при неизвестных b_0, b_2, A и r_C четырёх точек в общем случае недостаточно для независимой проверки всей четырёхпараметрической модели. Для такой проверки нужны дополнительные либо заранее отложенные конфигурации. При выборе между повторениями и новой точкой оценивается именно выигрыш различимости. Большее число настроек оправдано, когда проверяет предположение, от которого зависит физический вывод.

$$\mathrm{Var}(Q) = \mathbf{w}^T \Sigma \mathbf{w}$$

$$\mathbf{w} = (1, -2, 1)^T.$$

(10.4) Σ — ковариационная матрица трёх оценок скорости. При независимых одинаковых ошибках σ^2 получается $\mathrm{Var}(Q) = 6\sigma^2$; при общем дрейфе это упрощение может быть неверно.

Разведение и сведение ветвей

Заменим постоянное расстояние тремя согласованными траекториями $d_j(t) = \sqrt{j}\, d_0\, f(t)$, где $j = 1, 2, 3$, а один и тот же профиль f(t) меняется от нуля до единицы. Полная длительность T одинакова. Для каждой настройки оценивается средняя скорость накопления $-\ln(V/V_0)/T$. Пусть b_0 и b_2 действительно общие, как в исходном примере, и сохраняется локальная по времени компактная модель.

Сокращение фона теперь происходит в каждый момент времени: сумма весов равна нулю, а сумма весов, умноженных на $d_j^2(t)$, тоже равна нулю. Интегрирование не нарушает тождество. Однако насыщаемое слагаемое нужно интегрировать целиком. Максимальное расстояние само по себе не определяет, какую долю времени система провела в чувствительной области пространственного ядра.

В первом профиле $f = 1$ в течение всей идеализированной последовательности; возвращается прежний результат $2\sqrt{\ln 3}$. Во втором ветви линейно расходятся первую половину времени и линейно сходятся вторую. Для этого треугольного профиля среднее любой функции от f равно интегралу этой функции по f от нуля до единицы. Таким образом, оптимум находится одномерной квадратурой без моделирования отдельных временных шагов.

Получается $d_0 / r_C \approx 3{,}060183$ и максимальный модуль среднего контраста 0,0785904 A. Оба числа отличаются от результата постоянного удержания. Если для треугольного движения оставить расстояние $2{,}096294\ r_C$, получается только 0,0591464 A. Увеличение максимального разведения здесь компенсирует время, проведённое при малых расстояниях.

Можно также оставить половину времени на удержание максимума, а оставшуюся половину поровну распределить между линейным разведением и сведением. Контраст будет полусуммой результатов двух профилей при одном d_0. Оптимальное отношение тогда равно примерно 2,252402, а максимальный

модуль — 0,1052741 A. Таблица даёт три точки одного непрерывного семейства последовательностей.

Эти оптимумы относятся к абсолютному контрасту при известном r_C и фиксированной длительности. Добавление реальных ограничений ускорения, длительности цикла, потерь и ошибки считывания меняет задачу выбора. Тем не менее интегральный пример выполняет конкретную проверочную роль: при изменении профиля код должен воспроизводить эти пределы, прежде чем ему доверяется более сложная траектория.

$$\overline{Q} = -\frac{A}{T}\int_0^T e^{-u(t)}[1 - e^{-u(t)}]^2 dt$$

$$u(t) = \frac{d_0^2 f^2(t)}{4r_C^2}.$$

(10.5) Средняя по полной последовательности трёхточечная комбинация. Постоянный и квадратичный фон сокращаются при общем временном профиле и общих коэффициентах.

$$\frac{|\overline{Q}_{\triangle}|}{A} = J_1(\alpha) - 2J_2(\alpha) + J_3(\alpha)$$

$$J_k(\alpha) = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha\sqrt{k}}\operatorname{erf}\left(\frac{\alpha\sqrt{k}}{2}\right).$$

(10.6) Замкнутая запись для треугольной траектории; $\alpha = d_0/r_C$. При очень малом α численная квадратура или разложение надёжнее прямого вычитания почти равных членов.

Доля времени удержания	Оптимальное d_0/r_C	Максимум $\lvert\bar{Q}\rvert/A$
0 — треугольная траектория	3,060183	0,0785904
1/2 — разведение с плато	2,252402	0,1052741
1 — постоянное разделение	2,096294	0,1481481

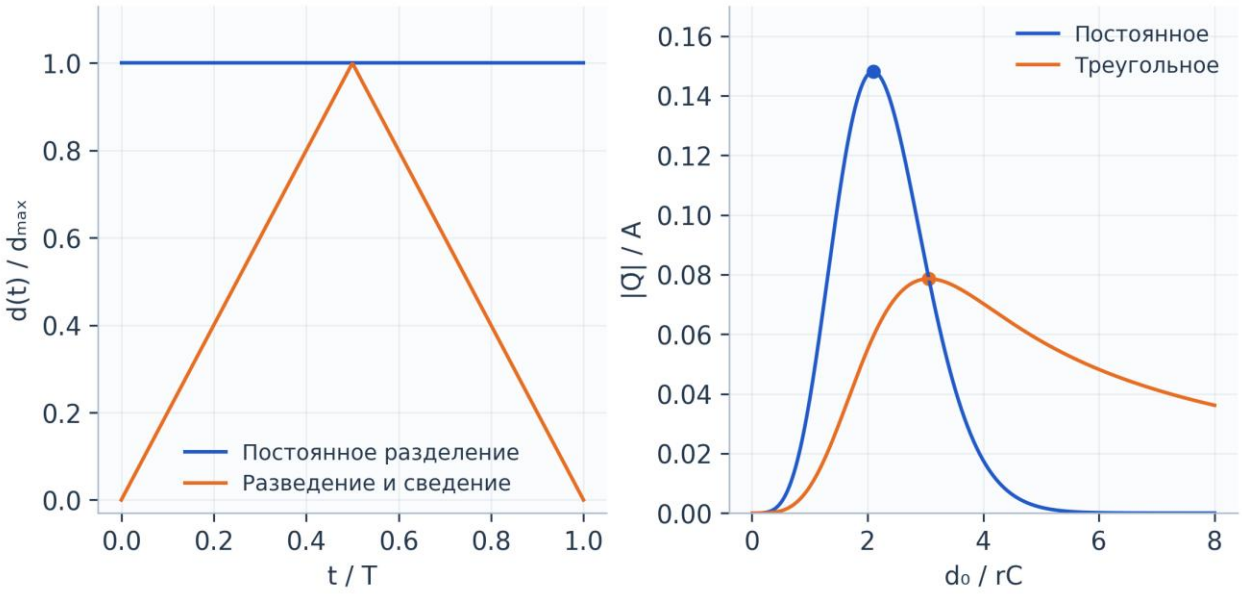


Рисунок 25. Временной профиль меняет пространственный оптимум. Для одинаковой длительности постоянное удержание даёт максимум при $d_0/r_C \approx 2{,}0963$, треугольное разведение и сведение — при 3,0602. Максимизируется модуль среднего контраста в заданной модели.

Что остаётся от фона при ошибке геометрии

Алгебраическая комбинация использует заданные расстояния, тогда как установка реализует расстояния с неопределённостью. Обозначим отклонение каждой траектории через $\delta d_j(t)$. Подстановка в квадратичный фон и разложение до первого порядка дают остаток, пропорциональный интегралу $d_j(t)\delta d_j(t)$. Поэтому оценка геометрии входит в физический вывод даже при совершенно точном подсчёте событий.

Рассмотрим постоянные в течение последовательности относительные ошибки ε_j, так что фактический профиль равен $(1+\varepsilon_j)d_j(t)$. Если все ε_j одинаковы, квадраты расстояний по-прежнему образуют нужное семейство и квадратичный фон сокращается точно. Такая общая ошибка масштаба меняет физический смысл оценённого r_C и величину насыщаемого сигнала, но сама не создаёт остаток квадратичного фона. Общая аддитивная ошибка расстояния, напротив, не обладает этой автоматической защитой.



Рисунок 26. Три пространственные настройки с расстояниями d_0, $\sqrt{2}\,d_0$ и $\sqrt{3}\,d_0$ и весами +1, −2, +1. Их взвешенная сумма сокращает постоянный и квадратичный фон. Общая мультипликативная ошибка масштаба сохраняет это сокращение; независимые ошибки расстояний в общем случае оставляют остаток. Серые отметки показывают опорную геометрию, синие образы — две ветви. Смещения схематически увеличены для наглядности. Иллюстрация относится к заданной модели калибровки.

При независимых малых ε_j с одинаковым стандартным отклонением σ_ε дисперсия остатка определяется суммой $1^2+4\cdot2^2+3^2 = 26$. Для треугольного профиля среднее f^2 равно 1/3. Полученная формула явно показывает, почему слов «геометрия известна с точностью один процент» недостаточно: важны и масштаб фонового коэффициента, и корреляции ошибок между настройками.

Возьмём учебные значения $A = 1\ с^{-1}$, $b_2 r_C^2 = 0{,}1\ с^{-1}$, $\sigma_\varepsilon = 0{,}01$ и треугольный оптимум. Стандартная неопределённость остаточного фона первого порядка равна $0{,}03183\ с^{-1}$, тогда как модуль искомой комбинации составляет $0{,}07859\ с^{-1}$. Одна только геометрическая неопределённость достигает около 40,5 % этого сигнала. Прямое моделирование 180 000 наборов ошибок даёт $0{,}03181\ с^{-1}$ и согласуется с линейным переносом.

Эта неопределённость является неопределённостью калибровки, а не обычным счётным шумом. Дополнительные регистрации в тех же неизвестных геометриях не обязаны её уменьшать. Нужны более точное определение относительных расстояний, совместная оценка геометрии или независимые контрольные настройки. В полном статистическом анализе следует сохранять ковариации калибровок, чтобы общая ошибка масштаба не была ошибочно заменена тремя независимыми ошибками.

$$\delta\overline{Q}_{\mathrm{bg}} = \frac{2b_2}{T}\sum_{j=1}^{3} w_j \int_0^T d_j(t)\,\delta d_j(t)\,dt + O(\delta d^2)$$

$$\mathbf{w} = (1, -2, 1).$$

(10.7) Перенос малой ошибки траектории в трёхточечный фон. Для постоянного разделения интеграл возвращает знакомое выражение $2b_2\Sigma w_j d_j \delta d_j$.

$$\sigma_{Q,\mathrm{bg}} = \frac{2b_2 d_0^2}{3}\sqrt{26}\,\sigma_\varepsilon.$$

(10.8) Формула для треугольного профиля и независимых одинаковых относительных ошибок расстояний. Для коррелированных ошибок используется их полная ковариационная матрица.

Точная имитация обычными толчками

Существует более сильная неоднозначность, чем небольшой неизвестный член четвёртого порядка. Рассмотрим обычные унитарные толчки, случайно сообщающие частице импульс. Пусть времена толчков подчиняются пуассоновскому процессу с частотой ν, а импульсы независимы и гауссовы. В каждом запуске, если полная запись толчков известна, состояние развивается унитарно. Никакое дополнительное правило выбора одного положения в этой модели не вводится.

При усреднении по неизвестной записи относительные фазы теряются. Характеристическая функция гауссова распределения даёт экспоненту от квадрата расстояния. Выбор дисперсии импульса $\hbar^2/(2\,r_C^2)$ и частоты $\nu = A$ воспроизводит то же насыщаемое ядро, а следовательно, тот же Q. Это прямой

расчёт в рамках известного формализма случайного переноса импульса. Эквивалентность эффективного компактного CSL и столкновительного генератора отмечена в первичной литературе. [17, 18]

Сила примера состоит в точности совпадения. Здесь дело не только в недостаточном количестве точек или большой ошибке прибора. Если совпадает весь доступный редуцированный генератор, любые наблюдения, определяемые этой одночастичной динамикой в заданной модели, сохраняют неоднозначность. Нагрев тоже не становится автоматическим спасением: одинаковая диффузия импульса даёт одинаковый нагрев. Дополнительная информация должна изменять физическую постановку, например ограничивать воздействие среды независимыми измерениями.

$$\Gamma_{\text{kick}}(d) = \nu\left[1 - \int dq P(q) e^{iqd/\hbar}\right]$$

$$P(q) = \frac{e^{-q^2/(2\sigma_q^2)}}{\sqrt{2\pi\sigma_q^2}}$$

$$\sigma_q^2 = \frac{\hbar^2}{2r_C^2}.$$

(10.9) Для симметричного гауссова распределения интеграл вещественен и равен $\exp[-d^2/(4r_C^2)]$. При $\nu = A$ скорость совпадает с насыщаемым слагаемым. Это модельный контрпример уникальности сигнатуры, а не утверждение, что любой реальный газ имеет именно такое распределение.

Что можно утверждать после такого теста

Если Q совместим с нулём, это ограничивает добавленную кривизну в исследованной области при достигнутой точности. Если Q устойчиво отличен от нуля, простая фоновая аппроксимация недостаточна либо присутствует дополнительный эффект. Далее требуется сравнение физических моделей, которые способны этот эффект создать. Ни один из результатов не равен окончательному ответу о природе измерения. Однако оба полезны: первый сужает параметры, второй указывает, какое объяснение необходимо развивать.

Интегральный расчёт уже показывает цену реального временного профиля и геометрической калибровки. Его применение к протяжённому объекту дополнительно требует форм-фактора из главы 8 и модели регистрации из главы 6. При численном усложнении именно простые пределы — постоянное удержание, треугольное движение и общая ошибка масштаба — служат контрольными случаями.

Три измерения сокращают два мешающих слагаемых, а согласованные траектории сохраняют это сокращение во времени. Величина эффекта и точность геометрии при этом рассчитываются отдельно. Точный контрпример со случайными толчками показывает, почему следующий шаг должен проверять совместные физические предсказания и границу их различимости.

11 Что добавляют нагрев и корреляции

Дополнительное наблюдаемое полезно тогда, когда оно требует от объяснения нового согласованного предсказания. Нагрев, вращение и совместное движение нескольких пробников действительно расширяют проверку. Но количество графиков не равно количеству независимых свидетельств. Если два механизма уже задают одинаковую полную доступную динамику, ещё одно следствие этой динамики их не разделит. Поэтому сначала нужно понять, какую новую физическую информацию приносит каждое измерение, а затем оценивать его точность.

Одна причина и два проявления

Простейший пример связывает пространственную декогеренцию с диффузией импульса. Воздействие, случайно меняющее импульс, способно одновременно размывать относительную фазу пространственных альтернатив и увеличивать средний квадрат импульса. В одномерной модели оба эффекта выражаются через единственный коэффициент D_{pp} . Такая связь особенно удобна для проверки: подгонка потери интерференции уже определяет величину ожидаемого добавочного нагрева. Свободно выбирать два коэффициента вместо одного означало бы проверять другую, менее строгую модель.

Пусть дополнительный член уравнения имеет вид двойного коммутатора с координатой. В координатном представлении он умножает матрицу плотности на квадрат разности положений. Поэтому скорость затухания для разделения d равна D_{pp} d²/ħ². Чтобы получить изменение второго момента импульса, тот же генератор применяется к оператору p_x^2 . Канонический коммутатор даёт удвоенный коэффициент диффузии. Деление на удвоенную массу переводит результат в скорость роста кинетической энергии вдоль выбранной оси.

Этот вывод является прямым следствием выписанного уравнения, а не отдельным экспериментальным законом. Он полезен именно как условное равенство: если потери и нагрев объясняются одним таким членом, их величины связаны. Несогласованность указывает на неполноту модели или на ошибку выделения добавочных вкладов. Согласованность показывает, что проверка пройдена, но не устанавливает уникальную природу воздействия.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] - \frac{D_{pp}}{\hbar^2}[x,[x,\rho]]$$

$$\Gamma(d) = \frac{D_{pp} d^2}{\hbar^2}.$$

(11.1) Предполагается одномерная марковская диффузия импульса. Г относится к вкладу указанного диффузионного члена; прочие потери когерентности учитываются отдельно.

$$\left.\frac{d\langle p_x^2\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}} = 2D_{pp}$$

$$\left.\frac{d\langle E_x\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}} = \frac{D_{pp}}{m}$$

$$\Gamma(d) = \frac{md^2}{\hbar^2}\left.\frac{d\langle E_x\rangle}{dt}\right|_{\text{diff}}.$$

(11.2) $E_x = p_x^2/(2\mathrm{m})$ — кинетическая энергия одной координаты, а не полная трёхмерная энергия. Сравниваются добавочные вклады одного механизма. Влияние гамильтониана, охлаждения и других источников должно учитываться отдельно.

Когда связь перестаёт быть простой

Нельзя переносить квадратичную зависимость на любые расстояния. Для насыщаемой модели из предыдущей главы диффузионное приближение соответствует малому разделению относительно r_C. При больших расстояниях потеря когерентности насыщается, тогда как нагрев характеризует другую сторону того же генератора. Применение маломасштабного равенства далеко за пределами его вывода создаёт мнимое противоречие. Поэтому перед сравнением двух наблюдаемых необходимо проверить, что обе вычислены в совместимых приближениях.

Другая тонкость появляется в установке с охлаждением. Наблюдаемая энергия может оставаться постоянной, хотя дополнительная диффузия присутствует: её вклад компенсируется отводом энергии. Тогда проверяется стационарная дисперсия или полный баланс, а не ненулевой наклон температуры во времени. Если модель включает диссипацию, формула чистого нагрева тоже меняется. Вывод «температура не растёт, следовательно, коллапса нет» без соответствующего баланса физически не определён.

Для цветного шума разные измерения чувствительны к разным частям спектра. Длительное свободное движение, механический резонанс и высокочастотное излучение используют различные фильтры. Их нельзя свести к одному числу интенсивности, не указав спектральную модель. [24] Однако именно это различие может оказаться полезным: несколько диапазонов ограничивают возможность подстраивать спектр. Сильная программа проверяет единое семейство спектров на всех данных, а не назначает каждому прибору независимую интенсивность одного якобы универсального процесса.

Нагрев за пределами квадратичного приближения

Для гауссовых толчков из десятой главы энергетический рост можно вывести без разложения пространственного ядра. Каждый толчок заменяет импульс p_x на p_x+q. При симметричном распределении q средний перекрёстный член $2p_xq$ исчезает, а квадрат импульса в среднем увеличивается на дисперсию толчка. Пуассоновская частота A переводит приращение одного события в скорость.

При дисперсии q, равной $\hbar^2/(2r_C^2)$, получается рост одномерной кинетической энергии $A\hbar^2/(4mr_C^2)$. Этот результат совместим с точной насыщаемой скоростью $\Gamma(d) = A[1-\exp(-d^2/(4r_C^2))]$ при любом d в компактной модели. В изотропном трёхмерном варианте одинаковые вклады трёх координат дают в три раза больший рост полной кинетической энергии.

Поэтому полезно сравнивать не только отдельные числа, но и отношение, которое устраняет A. Величина $md^2\dot{E}_x/(\hbar^2\Gamma)$ равна $u/(1-\exp(-u))$, где $u = d^2/(4r_C^2)$. При малом d она стремится к единице — возвращается диффузионное равенство начала главы. При $d = 2r_C$ она равна примерно 1,582. Несовпадение с единицей в этом режиме не опровергает насыщаемую модель: оно показывает предел квадратичного приближения.

Теперь зададим полностью численный совместный пример. Выберем опорную длину L и параметры $A = 0{,}5\ с^{-1}$, $r_C = L$. Две средние скорости при $d = L$ и $d = 2L$ равны соответственно 0,1105996 и 0,3160603 $с^{-1}$. Энергетическое наблюдаемое удобно выразить как $H = 4mL^2\dot{E}_x/\hbar^2$; его значение равно 0,5 $с^{-1}$. Все три числа — точные модельные ожидания, а не случайные экспериментальные отсчёты.

Для сравнения зададим учебные стандартные ошибки 0,005, 0,005 и 0,02 $с^{-1}$ и предположим их независимость. Чисто квадратичная диффузия имеет один коэффициент B: она предсказывает $\Gamma(d) = Bd^2/(4L^2)$ и $H = B$. Минимизация суммы квадратов нормированных отклонений по трём наблюдаемым даёт $B = 0{,}3332979\ с^{-1}$. Предсказания такой модели не могут одновременно приблизиться к обоим пространственным значениям и к энергетическому росту при выбранных весах.

Минимальное взвешенное расхождение равно 111,12. Это диагностическое число, рассчитанное на математических ожиданиях при назначенных ошибках. Оно не является p-значением реального открытия и не обосновывает достижимость этих ошибок в установке. Его назначение — показать конкретный выигрыш совместного предсказания. Полная процедура на случайных исходных событиях и её статистическая калибровка рассматриваются в последней части книги.

Итог зависит от класса альтернатив. Этот набор наблюдений разделяет насыщаемое ядро и указанную чисто квадратичную модель. Но гауссовые пуассоновские толчки с теми же A и r_C воспроизводят все три ожидания точно. Нагрев укрепил тест функциональной формы, сохранив исходную неоднозначность физического происхождения.

$$\dot{E}_x = \frac{A\hbar^2}{4mr_C^2}$$

$$\frac{md^2\dot{E}_x}{\hbar^2\Gamma(d)} = \frac{u}{1-e^{-u}}$$

$$u = \frac{d^2}{4r_C^2}.$$

(11.3) Точный энергетический рост компактного гауссового импульсного генератора и его связь с пространственной потерей когерентности. $\dot{E}_x$ относится к одной координате.

$$\widehat{B} = \frac{\sum_i y_i g_i/\sigma_i^2}{\sum_i g_i^2/\sigma_i^2}$$

$$\mathbf{g} = (1/4, 1, 1)$$

$$\mathbf{y} = (\Gamma(L), \Gamma(2L), H).$$

(11.4) Совместный взвешенный подбор единственного параметра квадратичной диффузии. Заданные σ_i служат учебными весами, а не измеренными характеристиками прибора.

Наблюдаемое	Насыщаемое ядро	Лучшая квадратичная модель	Учебная ошибка
Γ(L), с⁻¹	0,110600	0,083324	0,005
Γ(2L), с⁻¹	0,316060	0,333298	0,005
H, с⁻¹	0,500000	0,333298	0,020

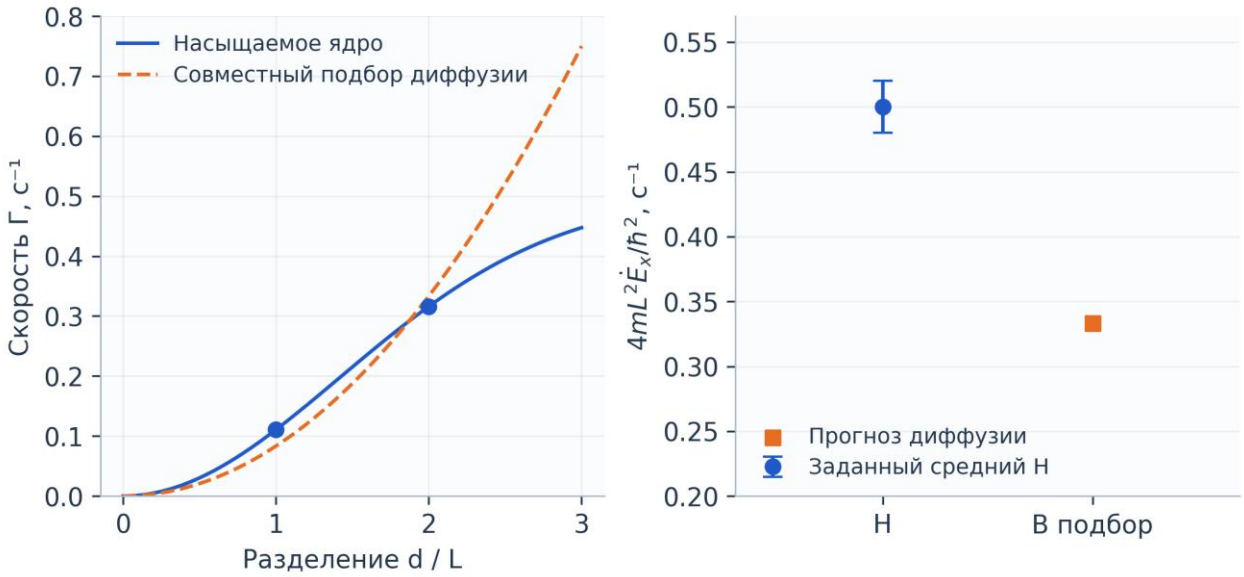


Рисунок 27. Совместное сравнение двух пространственных скоростей и нагрева. Квадратичная диффузия с одним подобранным коэффициентом не воспроизводит все заданные средние насыщаемого ядра при учебных ошибках. Точные гауссовые толчки воспроизводят их полностью.

Почему вращение представляет отдельный интерес

Поступательное движение реагирует на суммарную силу, вращательное — на момент сил относительно выбранной оси. Это разные способы взвесить пространственное распределение воздействия. Если шум связан с массовой структурой, тело сложной формы может давать различные отношения поступательных и вращательных флуктуаций. Равная полная масса не означает равенства таких отношений. Поэтому ориентация и внутренняя геометрия способны добавить информацию, которой нет в одном измерении центра масс.



Рисунок 28. Поступательное и вращательное считывание одного асимметричного тела. В первом случае измеряется изменение координаты центра масс, во втором — изменение ориентации относительно выбранной оси. Суммарная сила и момент сил дают разные сведения о пространственной структуре воздействия. Датчики и камера показаны концептуально; рисунок не является схемой конкретного реализованного прибора.

В 2025 году Альтамура, Винанте и Карлессо использовали данные о вращательном шуме LISA Pathfinder для уточнения ограничений на CSL. Работа показывает, что уже записанное движение может содержать дополнительную проверочную информацию, если выбрать другую наблюдаемую и правильно пересчитать её связь с моделью. [20] Из этого не следует универсальное превосходство вращательных измерений: сравнение зависит от формы, оси, частотного диапазона и фона.

Для собственного расчёта естественной задачей становится поиск отношения откликов, устойчивого к некоторым общим неопределённостям. Но и здесь сокращение параметров требует проверки. Если поступательная и вращательная моды имеют разные температуры, потери или ошибки калибровки, формально простой коэффициент может оказаться ненадёжным. Сначала выводится совместная механическая модель, затем рассчитывается полезная комбинация. Обратный порядок способен скрыть существенные различия под красивой безразмерной величиной.

Два пробника и общий шум

Если воздействие имеет пространственную корреляционную длину, два расположенных рядом пробника могут двигаться согласованно. При большем расстоянии согласованность может ослабнуть. Бедингем и Ульбрихт в 2015 году рассмотрели коррелированную диффузию двух частиц в CSL и предложили использовать её для проверки пространственной шкалы модели. Это

существующее направление, а не новая идея данной программы. [27] Практическая ценность состоит в переходе от амплитуды шума к его зависимости от взаимного расположения.

Совпадающие флуктуации сами по себе не являются запутанностью. Общая вибрация основания, электрическое поле или нестабильный лазер также создают корреляции. Поэтому требуется измерять зависимости от расстояния, ориентации, заряда и связи с общей опорой. Иногда дифференциальный канал подавляет однородное возмущение; иногда вместе с ним подавляется и часть желаемого сигнала. Слово «общий» не сообщает, какой из этих случаев реализован. Ответ даёт пространственная модель воздействия.

Два датчика могут также коррелировать через измерительную систему. Если общий усилитель или вычислительная обработка переносит ошибку одного канала в другой, обнаруживается связь записей без соответствующей связи физических движений. Полезны независимое считывание и контрольные каналы, но их независимость тоже должна проверяться. Требование здесь простое: наблюдаемая корреляция получает физическое значение только после установления пути, по которому она могла возникнуть.

Удобно сравнить движение суммы и разности координат одинаковых пробников. При равных механических откликах общий синфазный толчок усиливает суммарный канал, а в разностном сокращается. Независимые толчки дают другое соотношение дисперсий. Это простое рассуждение показывает, откуда берётся дополнительная информация. Но для неравных откликов первоначально требуется привести каналы к общему физическому масштабу. Иначе несовершенное сокращение общего технического шума можно ошибочно принять за собственные флуктуации исследуемого механизма. Приборная передаточная функция является частью проверки корреляций.



Рисунок 29. Два пробника с независимым считыванием дают суммарный и разностный каналы $(x_1 \pm x_2)/\sqrt{2}$. Общий вклад сокращается в разности только при согласованных механических откликах и усилениях. Локальный шум и общий тракт регистрации требуют отдельной калибровки. Корреляция записей сама по себе не означает запутанности.

Число, которое добавляет второй пробник

Рассмотрим два одинаковых пробника в одномерном учебном режиме. Их приращения импульса имеют нулевые средние и ковариационную матрицу $2D\,dt$, где диагональные элементы D равны D_0, а недиагональные — cD_0. Положительность ковариации требует $-1 \le c \le 1$. Этот пример задаёт допустимый классический совместный шум; он ещё не отождествлён с конкретным массовым ядром CSL.

Введём нормированные суммарный и разностный импульсы $p_+ = (p_1+p_2)/\sqrt{2}$ и $p_- = (p_1-p_2)/\sqrt{2}$. Скорости роста их дисперсий равны $2D_0(1+c)$ и $2D_0(1-c)$. При $c = 0$ два канала получают одинаковый вклад. При $c = 1$ общий шум полностью исчезает из разностного канала. Отрицательная корреляция, напротив, усиливает разностный канал.

Если измеренное в рамках этой модели отношение скоростей роста равно четырём, получается $c = 0{,}6$. Масштаб D_0 сокращается, поэтому отношение ограничивает другое свойство воздействия, чем абсолютная амплитуда одного пробника. Но равенство механических передаточных функций и независимость считывания здесь являются предпосылками вычисления. Например, необнаруженная разница усилений пропускает общий шум в разностную запись.

Для физической проверки зависимости от расстояния необходимо вывести $c(R)$ из выбранного взаимодействия и геометрии пробников. В массовой модели нельзя произвольно заменить силовую корреляцию самой гауссовой функцией пространственной локализации: переход от потенциала к силе вносит

производные, а конечная форма тела — дополнительные веса. Данные двух пробников добавляют информацию только после такой связи наблюдаемого отношения с физическим законом.

$$\frac{d\mathrm{Var}p_{\pm}}{dt} = 2D_0(1 \pm c)$$

$$\mathcal{R} = \frac{1+c}{1-c}$$

$$c = \frac{\mathcal{R}-1}{\mathcal{R}+1}.$$

(11.5) Соотношение для двух равных откликов и изолированного добавочного шума. Корреляция импульсов сама по себе не является свидетельством запутанности.

Совместный тест и его граница

В препринте Дея, Баркера и Датты 2026 года предложено ограничивать CSL через изменение дисперсии дифференциальной моды двух наношаров при кулоновской связи. Авторы также рассматривают устойчивость к определённым цветным расширениям. Это теоретическое предложение с заданными параметрами и допущениями, а не сообщение об обнаруженном коллапсе. [29] Для оценки подобных схем нужно проверять не только расчёт чувствительности, но и совместимость предполагаемых режимов с уже существующими ограничениями.

Самая сильная проверка требует, чтобы единый набор параметров объяснял потерю когерентности, добавочную диффузию и пространственные корреляции. Если это невозможно, выбранная модель отвергается или уточняется. Если возможно, число допустимых объяснений уменьшается, но может не стать равным единице. В частности, точно эквивалентный шумовой генератор продолжит воспроизводить все его собственные следствия. Различение тогда требует новых сведений о среде, её записи или связях между системами, которые первоначальный одночастичный тест не охватывал.

Таким образом, цель расширения опыта состоит не в накоплении впечатляющих графиков, а в увеличении числа независимых ограничений. Иногда новая наблюдаемая почти не добавляет информации. Иногда сравнительно грубое измерение разрушает вырождение, которое не устраняли миллионы повторений основного опыта. Определить это заранее можно только через совместную модель и явную проверку её идентифицируемости. Этому посвящена следующая глава.

Когда никакая новая серия того же опыта не поможет

Точный предел различимости можно сформулировать для целого протокола. Пусть две модели имеют одинаковое начальное редуцированное состояние и одинаковые квантовые каналы между измерениями при каждом разрешённом управлении. Пусть также совпадают инструменты подготовки и считывания.

Тогда вероятность любой последовательности записей получается одной и той же композицией отображений, следовательно, совпадает у обеих моделей.

Доказательство не требует предполагать одинаковые индивидуальные истории. На первом шаге совпадают ненормированные состояния для каждой возможной записи. Применение одного и того же следующего канала сохраняет равенство. Повторение этого рассуждения даёт равенство вероятностей любой конечной истории. Если последующая настройка выбирается по предыдущим результатам, для каждой уже заданной истории правило выбора также одинаково, и вывод сохраняется.

Условие об одинаковых каналах при всех разрешённых управлениях существенно. Совпадение одной кривой свободного затухания его не доказывает. Для среды с памятью совпадения одно-временных состояний тоже недостаточно: вмешательства могут выявить различие многовременной статистики. Поэтому здесь рассматривается именно общий марковский редуцированный закон с одинаково включённым управлением, а не любая пара моделей, которая случайно даёт похожий график.

В компактном белошумовом примере CSL-подобный генератор и подобранный гауссовый импульсный генератор совпадают. Если все операции действуют только на описываемую систему, новый способ измерить ещё одну функцию её состояния не устанавливает происхождение шума. Дополнительная информация должна выходить за эту эквивалентность: например, независимо ограничивать поток импульсов, наблюдать доступную запись окружения или проверять согласованные пространственные связи нескольких систем.

Такой предел полезен для выбора следующего опыта. Он позволяет заранее разделить две задачи: повышение чувствительности к различающимся распределениям и получение новой физической информации, без которой распределения совпадают. Первая решается статистикой и управлением внутри протокола. Вторая требует расширить сам проверяемый объект вместе с его моделью.

$$p(\mathbf{y} \mid \mathbf{u}) = \operatorname{Tr}\big[\mathcal{J}_{y_n,u_n} \Phi_{u_{n-1}} \cdots \mathcal{J}_{y_1,u_1} \Phi_{u_0}(\rho_0)\big].$$

(11.6) Вероятность последовательности исходов как композиция каналов Φ и инструментов $\mathcal{J}$. Совпадение каждого элемента композиции у двух моделей обеспечивает совпадение полного протокола.

Нагрев и корреляции делают исследование строже, поскольку вынуждают одну гипотезу отвечать сразу за несколько последствий. Они не освобождают от анализа эквивалентных моделей. Полезный следующий опыт выбирается по тому, какую неоднозначность он способен устранить, а не по числу добавленных датчиков.

12 От исходных отсчётов к проверенному результату

Проверка теории становится воспроизводимой, когда можно проследить переход от зарегистрированных событий к итоговому ограничению. В этой главе сначала уточняется устройство статистической модели, затем на опубликованном натриевом эксперименте выполняется повторный расчёт. Он показывает, какие числа действительно следуют из архива, какие предположения входят в обработку и что остаётся за пределами полученного вывода.

От красивого эффекта к различимости

Представим два объяснения слабого снижения контраста. В первом дополнительная потеря зависит главным образом от массы. Во втором она связана с нагревом, который в имеющейся установке тоже увеличивается при работе с более массивными частицами. На существующих данных обе модели могут выглядеть одинаково убедительно. Простое продолжение ряда по массе способно сохранить неоднозначность. Более полезным может оказаться измерение при одинаковой массе и различной тепловой истории, если установка позволяет менять эти условия независимо.

Такое рассуждение выражает идею идентифицируемости. Параметр идентифицируем, когда разные его значения нельзя полностью компенсировать изменением других допустимых параметров, сохранив все наблюдаемые предсказания. Если компенсация возможна, алгоритм может вернуть узкую ошибку только за счёт скрытых ограничений, например слишком жёстко зафиксированного фона. Поэтому перед большим набором данных следует выяснить, какие комбинации параметров вообще различимы выбранным протоколом.

Локальная проверка использует производные предсказания по параметрам. Если изменение одного параметра сдвигает все ожидаемые данные почти так же, как изменение другого, направления в пространстве предсказаний почти совпадают. Это предупреждение о вырождении. Однако локальный анализ не гарантирует глобальной различимости: далеко расположенные области параметров тоже могут давать похожие данные. Полезно сочетать производные с непосредственным поиском альтернативных хороших решений.

Что должна содержать вычислительная модель

Входом симуляции служат не только фундаментальные параметры. Нужны траектории, распределения массы и скорости, характеристики среды, ошибки подготовки и модель считывания. Выходом желательно сделать исходный тип данных: числа событий, положения попаданий или временные ряды. Моделирование сразу готовой видимости иногда удобно, но может скрывать смещение её оценки. Если эксперимент сначала собирает отсчёты, а затем извлекает контраст, проверка должна воспроизводить оба этапа.

Формально требуется вероятность данных при заданных параметрах и настройке. Исследуемый закон обозначается параметрами θ, фон и калибровка — η, управление — u. Такая запись напоминает, что вывод о θ зависит от неопределённости η. Их совместная подгонка, профилирование или байесовское усреднение являются разными статистическими процедурами. Ни одна не устраняет необходимость проверять физический смысл допустимых значений. Алгоритм не узнаёт самостоятельно, что температура не может меняться произвольно между соседними запусками.

В 2024 году Лэинг и Бейтман разработали байесовскую постановку для ближнепольных интерференционных тестов коллапсных моделей, включив внешнюю декогеренцию и выбор управляющих параметров. [19] Это важный существующий ориентир: сама идея оптимизировать опыт посредством статистического вывода уже не является новизной. Возможный вклад новой программы должен состоять в конкретном расширении, например в устойчивости к ошибке модели среды, совместном использовании независимых наблюдаемых или новом практически достижимом режиме.

$$p(\mathcal{D} \mid \theta, \eta, u).$$

(12.1) Это вероятность возможных данных $\mathcal{D}$ при параметрах исследуемой динамики θ, параметрах среды и регистрации η и выбранном управлении u. Полезность следующего опыта определяется тем, насколько различаются такие распределения для конкурирующих объяснений.

Испытание на ложное открытие

До реального эксперимента анализ следует испытать на данных, в которых новая динамика заведомо отсутствует. При этом генератор данных должен быть немного богаче модели, применяемой при обработке. Можно добавить медленный дрейф, слабую нелинейность фоновой зависимости или неточно известное распределение размеров. Если малое правдоподобное отклонение систематически создаёт впечатление обнаруженного коллапса, метод нуждается в доработке. Проверка на собственных идеальных данных подтверждает лишь внутреннюю согласованность, но не устойчивость к реальности.

Затем в искусственные данные добавляются эффекты известной величины. Важно проверить, восстанавливается ли параметр, насколько часто интервалы содержат истинное значение и где чувствительность исчезает. Такие добавления не являются экспериментальным подтверждением гипотезы. Они показывают возможности процедуры при заданных предположениях. Результаты следует описывать как прогноз и сопровождать перечнем факторов, не вошедших в симуляцию.

Особое внимание требуется границе нулевой интенсивности. Если параметр по определению неотрицателен, обычные приближения для симметричных ошибок могут работать плохо рядом с нулём. Кроме того, выбор наиболее выразительного расстояния, частоты или временного окна после просмотра данных увеличивает вероятность случайного впечатляющего отклонения. Поэтому диапазон поиска и правило принятия решения либо задаются заранее,

либо включаются в моделирование статистики всей процедуры. Иначе значимость отдельной точки не описывает значимость исследования.

Результаты таких вычислительных испытаний следует хранить раздельно с экспериментальными наблюдениями. Каждая искусственная выборка имеет известный закон генерации, а значит, позволяет проверить конкретный сбой анализа. Она не подтверждает, что природа выбрала этот закон. Полезный отчёт поэтому содержит и успешные восстановления, и режимы неудачи. Например, при слишком узком диапазоне расстояний две модели могут быть практически неразличимы даже в идеальной симуляции. Показать эту область заранее полезнее, чем скрыть её за одним благоприятным примером с большим контрастом.

Цена и информация

Практическая оптимизация должна учитывать стоимость измерения. Один режим даёт большой сигнал, но требует длительной перестройки и имеет малую скорость успешных запусков. Другой слабее в каждом отдельном событии, зато позволяет быстро собрать независимые данные и чаще проводить калибровки. Сравнение только амплитуд пропускает этот обмен. Нужна цель, выраженная через информацию или точность при ограниченном времени, числе частиц и доступном наборе управления.

Для устойчивого результата полезно оценивать не только наиболее благоприятные параметры фона, но и разумный диапазон неопределённости. Настройка, превосходная при единственной точно известной температуре, может оказаться плохой при её небольшом дрейфе. Более умеренный протокол иногда сохраняет различимость во всём допустимом диапазоне. Так возникает задача устойчивого дизайна: подобрать опыт, который остаётся содержательным при предусмотренных ошибках знания.

Ограничения имеют и физическую сторону. Нельзя оптимизировать каждую настройку независимо, если в реальной установке они связаны. Масса влияет на подготовку, геометрия — на механический отклик, а время удержания — на вероятность выживания. Допустимое множество управлений должно описывать эти связи. Иначе программа найдёт математический максимум в области, где объект невозможно приготовить или считать. Проверка реализуемости входит в сам расчёт, а не добавляется к красивому результату позднее.

Архив как определение повторяемого опыта

Основой служит открытый набор Pedalino и соавторов с DOI 10.5281/zenodo.17502163, связанный со статьёй в Nature 649, 866–870. Его измерительная часть содержит сканы от 22 апреля 2025 года, таблицу мощностей и опорных сигналов, а также масс-спектры. В архиве опубликованы программы извлечения видимости, расчёта макроскопичности и модуль Тальбота — Лау. Материалы распространяются по лицензии CC BY 4.0. [15, 63]

Для повторения сначала фиксируется сам архив. Контрольная сумма MD5 исходного ZIP равна 7917961b27676f4e9df3af6d3b01c374; она совпадает с записью репозитория. Этот идентификатор отличает конкретные байты от последующего обновления страницы. Далее сохраняются исходные файлы без изменений, а выполнение производится в отдельной рабочей копии. Версии библиотек и точные команды приведены в сопроводительной инструкции к расчётам.

Далее выполняются элементарные проверки структуры: таблица задаёт 95 имён, каждому соответствует файл с 41 позицией, счётчики неотрицательны, единицы смещения переводятся из нанометров в метры. Из таблицы берутся реальные мощности трёх решёток для каждого запуска. Использование одной усреднённой мощности вместо этих строк изменило бы вероятность прохождения и перестало бы быть повторением выпущенной процедуры.

Весь набор содержит 3895 числовых точек и 10 772 714 отсчётов. Это два разных объёма: одна точка представляет накопление многих событий в заданной позиции. Интеграция во всех выбранных строках равна одной секунде, поэтому счёт и численная частота совпадают только благодаря конкретному времени накопления. Для иной таблицы это равенство пришлось бы заменить явным умножением на время.

Внутренние контрольные файлы позволяют повторить обработку независимо от литературного описания, но не превращают все калибровки в точные физические факты. Например, опорный поток измерен отдельно и используется в опубликованном правдоподобии как фиксированное число. Более полный анализ мог бы включить неопределённость этого измерения. Воспроизведение исходной процедуры сохраняет её условия и точно указывает их.



Рисунок 30. Два пути проверки опубликованного натриевого набора: повторный запуск открытой авторской процедуры и независимая проверка отдельных вычислений. Архив содержит 95 сканов по 41 позиции, то есть 3895 точек измерения, и 10 772 714 зарегистрированных событий. Независимая ветвь включает выбранный скан 54 и проверку интегрирования; длина в выпущенной процедуре фиксирована на 10 нм. Это воспроизведение анализа при его калибровочных предпосылках, а не новый эксперимент и не полная переоценка калибровок.

Один скан и независимое извлечение видимости

Чтобы увидеть данные до сложного вывода, выбран скан Sodium_int_powerscan_54. Правило выбора задано через настройку: это строка с мощностью второй решётки, ближайшей к 15,2 мВт. Поиск максимального контраста не использовался. Фактическая мощность равна 15,252 мВт. В 41 позиции зарегистрировано 132 283 отсчёта.

При известном периоде сигнал можно записать как сумму постоянного члена, косинуса и синуса. Такая запись линейна по трём коэффициентам, поэтому минимум суммы квадратов находится обычной линейной алгеброй. Затем коэффициенты переводятся в видимость и фазу. Это независимый путь к тому же синусоидальному описанию, который удобно сопоставить с нелинейной подгонкой.

Для выбранного скана получены средний уровень 3217,865 отсчёта на позицию, видимость 0,07320 и её остаточная стандартная ошибка 0,00814. Фаза равна −2,58149 рад в принятом начале координат. На рисунке показаны реальные отсчёты и собственная подгонка; вертикальные отрезки √n дают лишь наглядный пуассоновский масштаб. Оценка ошибки видимости вычислена из остаточной ковариационной матрицы линейной регрессии.

Этот результат относится к одной заранее выбранной строке, а не к максимуму видимости во всей статье. Разброс между запусками, дрейф и

изменения мощности не исчезают после красивой подгонки одной синусоиды. В итоговом анализе важны все предусмотренные данные и полный отклик каждой настройки.

При малом числе событий амплитуда, восстановленная как положительный модуль двух шумящих коэффициентов, имеет смещённое распределение. Простая симметричная ошибка тогда недостаточна. Здесь высокие счёты позволяют использовать линейную подгонку как прозрачное описание выбранного скана; фундаментальное ограничение ниже воспроизводится по исходным счётчикам, не по одной извлечённой видимости.

$$n(x) = a + b\cos(2\pi x/d_g) + c\sin(2\pi x/d_g)$$

$$V = \frac{\sqrt{b^2 + c^2}}{a}.$$

(12.2) Линейная подгонка определяет a, b, c. Переход к видимости нелинеен, поэтому её ошибка получается переносом полной ковариации этих коэффициентов.

$$\phi = atan2(-c, b)$$

$$\mathrm{Var}(\widehat{V}) \simeq (\nabla V)^T \mathrm{Cov}(\widehat{a}, \widehat{b}, \widehat{c})\, \nabla V.$$

(12.3) Фаза определена относительно начала смещения решётки. Формула дисперсии — локальное приближение; около нулевой амплитуды следует использовать полное распределение.

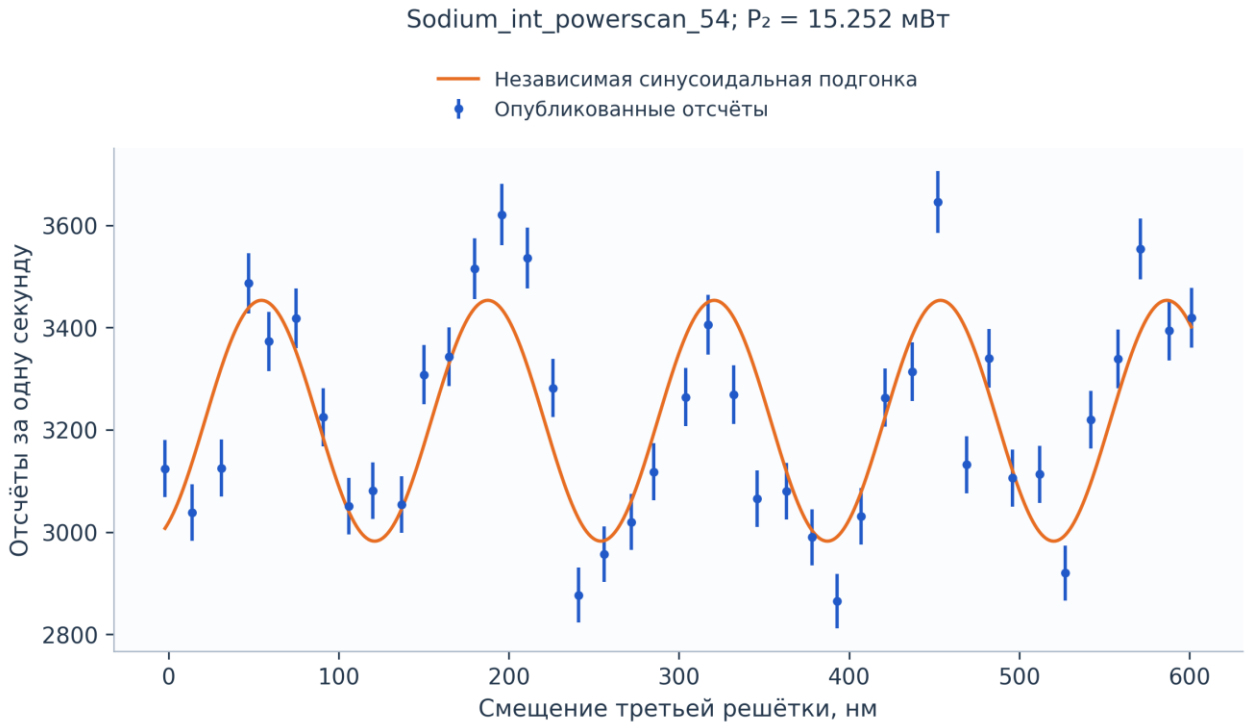


Рисунок 31. Опубликованные отсчёты скана 54 и независимая линейная синусоидальная подгонка. Выбор сделан по близости мощности к 15,2 мВт. Получено V = 0,07320 ± 0,00814; погрешность описана в тексте. Данные Pedalino и соавторов, CC BY 4.0; обработка и рисунок выполнены для этой книги. [63]

Как вероятность регистрации зависит от модификации

В исходной процедуре рассматривается семейство минимальных макрореалистических модификаций. Его время классикализации τe нормируется на электронную массу; длина ħ/σq определяет пространственный масштаб. Эти обозначения нельзя прямо приравнивать к интенсивности и длине иной конвенции CSL. Для переноса требуется сопоставить сами генераторы и нормировки масс. [65, 66]

Сначала вычисляется квантовая вероятность прохождения трёх решёток с учётом их амплитудного и фазового действия. Затем ненулевая гармоника умножается на фактор модификации, зависящий от траектории и массового форм-фактора. Усреднение проводится по скоростям и массам, как в выпущенном модуле talbotlau.py. В выбранной процедуре пространственный масштаб фиксирован на ħ/σq = 10 нм — опубликованной настройке, использованной для итоговой оценки.

Для точки с зарегистрированным числом c и отдельно измеренным опорным сигналом C_0 авторский анализ использует условное правдоподобие биномиального вида по вероятности прохождения S. Опорные сигналы составляют 17,5–26,5 тыс. отсчётов в секунду и условно фиксируются как числа испытаний; их измерительная неопределённость в этой репликации не распространена. Слагаемое, не зависящее от τe, не влияет на форму апостериорного распределения и может быть опущено. Ключевая операция состоит в последовательном сложении логарифмов вероятностей всех точек. Одновременно фиксируются фаза −2,48 рад и калибровочные зависимости из архива.

Апостериорное распределение получается умножением правдоподобия на априорную плотность Джеффриса выбранной модели. Время τe рассматривается на логарифмической сетке из 400 точек от 10^{14} до 10^{16} секунд. Логарифмическая сетка — способ размещения узлов; она сама по себе не задаёт равномерную плотность по log τe. При нормировке используются интервалы именно той переменной, относительно которой определена плотность.

Нижний пятипроцентный квантиль τ_5 означает, что в принятой апостериорной плотности ниже него находится 5% вероятности. Он используется для построения меры макроскопичности. Это байесовский вывод в указанной модели и при указанной калибровке. Он не является универсальной частотной вероятностью ошибочности квантовой механики и не устанавливает факт дополнительного коллапса.

$$\log L(\tau_e) = \sum_i \left[c_i \log S_i(\tau_e) + (C_{0i} - c_i) \log(1 - S_i(\tau_e)) \right] + \text{const.}$$

(12.4) Вероятность S_i включает управление, усреднение по распределениям и выбранную модификацию. Опорные числа C_{0i} в этой репликации трактуются так же, как в выпущенном анализе.

$$p(\tau_e \mid \mathcal{D}) = \frac{L(\tau_e)\pi_J(\tau_e)}{\int L(\tau_e)\pi_J(\tau_e)d\tau_e}$$

$$\int_0^{\tau_5} p(\tau_e \mid \mathcal{D})d\tau_e = 0.05.$$

(12.5) π_j — выбранная плотность Джеффриса. Нижний квантиль вычисляется по нормированной плотности, а не по её максимальному значению.

Воспроизведённая опубликованная оценка

Неизменённые Macroscopicity_April2025.py и talbotlau.py выполнены на исходных данных. Расчёт дал $\tau_5 = 2{,}842065516 \times 10^{15}$ с и $\mu = \log_{10}(\tau_5/1\ \text{с}) = 15{,}453634$. В разделе Methods статьи указаны $2{,}84 \times 10^{15}$ с и $\mu = 15{,}45$; в аннотации число округлено до 15,5. Совпадение находится в пределах приведённого авторами округления. [15, 63]

Дополнительно воспроизведена дивергенция Кульбака — Лейблера между итоговой плотностью и соответствующей гауссовой аппроксимацией: 0,001267708. В статье приведено $1{,}27 \times 10^{-3}$. Здесь эта величина характеризует форму полученного распределения; она не заменяет вероятность ложного обнаружения новой физики.

Чтобы отделить физический результат от способа считывания квантиля, плотность была независимо нормирована трапециевидным интегрированием, а положение 5% интерполировано между соседними узлами. Получено $\tau_5 = 2{,}827503744 \times 10^{15}$ с и $\mu = 15{,}451403$. Разница по μ равна примерно 0,00223 и меньше точности, с которой результат дан в Methods. Это проверка численного извлечения квантиля на той же сетке, а не независимая физическая калибровка.

Мера μ является логарифмом ограничиваемого времени в определённом классе модификаций. Она не равна числу миров, степени сознания объекта или универсальному проценту его квантовости. Её смысл задают выбранное семейство динамик, нормировка массы и процедура статистического ограничения. Сравнение μ между опытами содержательно, когда эта конструкция используется согласованно. [65, 66]

Результат показывает, что опубликованную численную процедуру действительно можно восстановить по открытому комплекту. При этом повторение исходного кода и независимое построение физического описания решают разные задачи. Первое проверяет доступность данных, совместимость вычислений и опубликованное число. Второе должно варьировать калибровки, альтернативные фоны и саму модель вероятностей. Для последней задачи в последующих главах построен отдельный контролируемый численный эксперимент.

Величина	Публикация	Повторный расчёт
Число точек	3895	3895
Нижний 5%-квантиль τ_5	$2{,}84 \times 10^{15}$ с	$2{,}842065516 \times 10^{15}$ с
μ в разделе Methods	15,45	15,453634
KL к гауссовой плотности	$1{,}27 \times 10^{-3}$	$1{,}267708 \times 10^{-3}$
μ при интерполяции CDF	Не отдельный опубликованный результат	15,451403 — проверка дискретизации

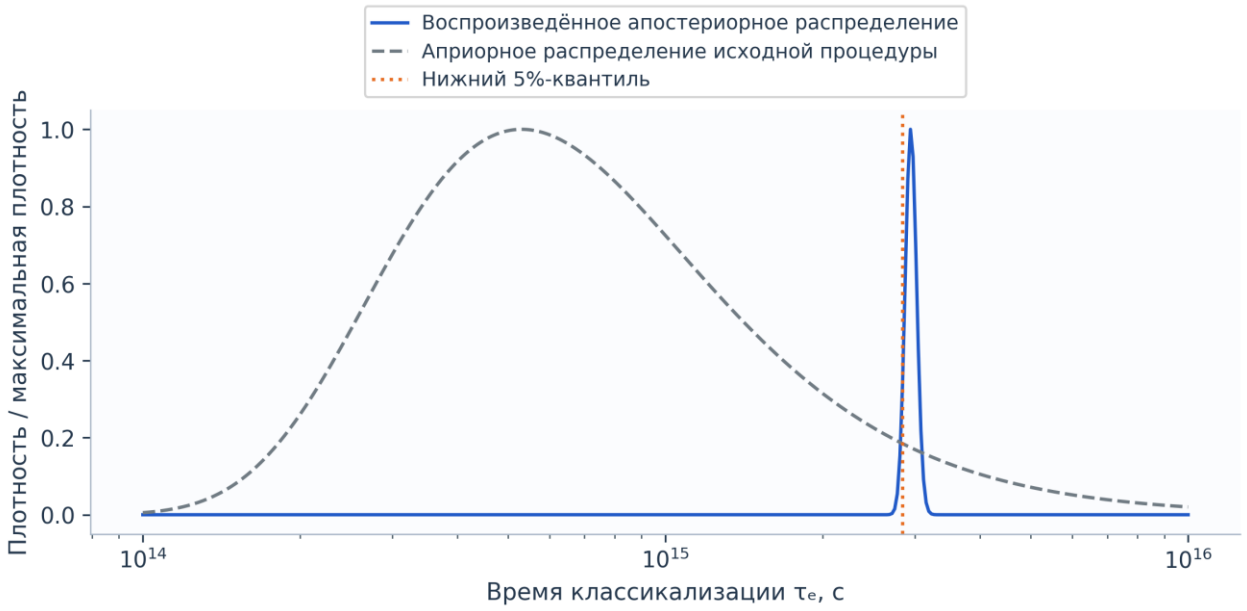


Рисунок 32. Результат повторного выполнения открытой авторской процедуры: апостериорная плотность времени классикализации и её нижний пятипроцентный квантиль. Плотности нормированы на собственные максимумы только для рисунка. Данные и исходная процедура [63], собственное оформление.

Что именно проверено повторением

Выполненное сравнение сохраняет настройки выпущенной процедуры. Оно подтверждает вычисление при фиксированной длине 10 нм, данном массовом окне, фазе и фотофизических зависимостях. Поиск максимума по всем пространственным длинам и совместная переоценка всех калибровок были бы другими анализами с другим пространством параметров. Их результат нельзя приписывать описанному повторению только потому, что исходная статья обсуждает более широкую программу.

Седьмая и девятая главы показывают, почему такая граница важна. Газовый состав, колебания решёток и обработка тёмного фона способны менять оценку остаточной потери. Готовый результат при одной калибровке не доказывает нечувствительности к этим параметрам. Чтобы это проверить, нужны

дополнительные данные или явно ограниченный анализ чувствительности. Общая теория измерений требует включать в утверждение именно те условия, которые были использованы.

В вычислительном приложении исходные измерения отделены от искусственных серий. Реальные файлы сохраняют имена, контрольную сумму и атрибуцию; искусственные серии сохраняют начальное число генератора и закон генерации. Такое разделение позволяет проверить и опубликованный опыт, и статистический метод, не превращая успешную симуляцию в вымышленное наблюдение природы.

После репликации выбор следующего шага становится конкретным. Можно изменить одну калибровочную зависимость и измерить сдвиг результата; можно совместно оценить источник и передачу; можно сравнить два дизайна при одинаковом времени. В главах 19–21 выполнены проверки полного поиска, восстановления внесённого сигнала, покрытия интервалов и прогноза новых условий на модели, для которой истинные параметры известны. Здесь эта модель получает реальную экспериментальную опору и ясный предел переноса.

Открытый натриевый архив даёт воспроизводимый внешний результат: $\mu = 15{,}453634$ в выпущенной процедуре, согласующийся с опубликованным округлением. Полезность этой проверки состоит в прослеживаемой связи между файлами, вероятностями и числом. Следующий уровень исследования требует такой же прозрачности при неопределённых калибровках и конкурирующих фонах; ему посвящена последняя часть книги.

Часть III Гравитация и физические часы

13 Почему гравитацию трудно включить в квантовую картину

Камень падает, атом интерферирует, часы меняют темп на разной высоте. Каждый из этих процессов имеет рабочее физическое описание. Трудность появляется, когда источником тяготения становится объект, положение которого нельзя заменить одной классической траекторией. Какое поле создаёт масса в суперпозиции? Что происходит с геометрией, если сама материя подчиняется квантовой динамике? Переход к этим вопросам требует точности: знакомая фраза о несовместимости двух великих теорий скрывает несколько разных задач.

Совместное применение ещё не означает объединение

В обычной квантовой задаче пространство задаёт положение прибора, время отмечает последовательность операций, а состояние описывает исследуемую систему. Можно уточнять траекторию источника, форму внешнего поля и настройки детектора, сохраняя эту организацию расчёта. В общей теории относительности геометрия уже сама участвует в динамике: распределение энергии влияет на расстояния и ход часов. Поэтому при объединении описаний меняется не только формула силы. Возникает вопрос о физических величинах, относительно которых вообще задаётся состояние.

При этом квантовую механику и гравитацию регулярно используют в одном вычислении. Достаточно добавить известный земной потенциал в гамильтониан атома, чтобы рассчитать гравитационный вклад в фазу его волновой функции. В таком приближении Земля играет роль внешнего источника. Расчёт отвечает на вопрос о движении квантовой материи в заданном поле. Он ещё не сообщает, какие состояния допустимы для самого гравитационного поля и как оно реагирует на квантовые изменения источника.

Различие легко увидеть на мысленном опыте. Если тяжёлый шар заранее установлен слева, рядом с ним можно вычислить движение атома. Если шар заранее установлен справа, получится другой расчёт. Но состояние шара, сохраняющее когерентность между двумя положениями, требует указать, как взаимодействие действует на обе ветви и на их взаимную фазу. Подстановка среднего положения шара не обязана воспроизводить эту динамику. Среднее значение координаты не содержит всей информации о квантовом состоянии.

Отсюда следуют три самостоятельные цели. Можно изучать квантовую материю в классическом поле, строить согласованную динамику классического поля и квантовой материи или квантовать гравитационные степени свободы. Их предсказания иногда совпадают в доступном режиме. Совпадение не делает подходы тождественными, как одинаковая скорость двух автомобилей не

означает одинакового устройства двигателей. Эксперимент должен искать величину, для которой совпадение прекращается.

Рабочая теория при малых энергиях

Часто проблема формулируется слишком резко: будто квантование гравитации всегда приводит к бессмысленным бесконечностям. Более точное утверждение касается предсказательной силы теории при произвольно высоких энергиях. Если рассматривать обычное действие Эйнштейна как окончательную квантовую теорию на всех масштабах, появляются новые необходимые параметры. Однако это не мешает использовать его в ограниченной области применимости, последовательно учитывая поправки по их малости.

Такой подход называется эффективной теорией поля. В работе Джона Донохью 1994 года показано, как отделять низкоэнергетические квантовые вклады от неизвестной физики больших энергий и получать определённые дальнодействующие поправки. Это серьёзное ограничение для популярных заявлений: утверждение, что квантовая гравитация вообще не умеет ничего вычислять, неверно. При этом эффективное описание не претендует на полную картину самых ранних стадий Вселенной или внутренних областей сингулярностей. [30]

Эффективность здесь означает контроль над точностью. Если исследуется длинная волна, детали устройства источника, значительно меньшие её длины, могут входить в расчёт лишь через несколько параметров. По мере роста энергии требуется учитывать больше подробностей. Похожий принцип позволяет рассчитывать течение воды без отслеживания каждой молекулы. Аналогия касается организации приближений; она не доказывает, что пространство состоит из некоторой конкретной микроскопической среды.

Для процессов с характерной энергией E естественный безразмерный показатель квантово-гравитационной малости можно составить из G, постоянной Планка и скорости света. Он показывает, почему привычные лабораторные энергии далеки от режима сильных квантовых поправок к геометрии. Однако слабая поправка к привычной силе и способность силы передавать квантовую когерентность — разные признаки. Второй иногда удаётся проверять через накопление фазы и корреляции, не приближаясь к планковским энергиям.

$$\epsilon_G(E) = \frac{G E^2}{\hbar c^5} = \left(\frac{E}{E_{\mathrm{P}}}\right)^2$$

$$E_{\mathrm{P}} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}}.$$

(13.1) Это размерностная оценка для процессов, где E задаёт релевантный энергетический масштаб. Она не заменяет расчёт конкретного опыта и не означает, что любой опыт по квантовой природе гравитации обязан достигать энергии Планка.

Какое поле создаёт неопределённый источник

Наиболее наглядная развилка возникает при выборе источника поля. В полуклассическом приближении геометрия может определяться средним значением распределения энергии квантовой материи. При описании квантового посредника взаимодействие действует на состояние составной системы и способно связывать степени свободы двух объектов. В первом случае усреднение входит в сам закон связи; во втором оно появляется позднее, когда вычисляется конкретный результат наблюдения. Перестановка этих операций способна изменить предсказание.

Представим два удалённых пакета одного массивного объекта. Если поле определяется усреднённой плотностью, пробная система реагирует на определённое распределение источника. Если сохраняются когерентные альтернативы взаимодействия, пробная система может оказаться связанной с положением источника. Важно не заменять это различие картинкой двух половинок вещества. Пространственная суперпозиция, классическая смесь и буквально разделённая масса могут иметь одинаковую среднюю плотность, но различную доступную информацию.

Из этого не следует, что любая запись среднего источника автоматически логически невозможна. Нужно задать всю теорию: правило эволюции состояния, вероятности измерений, реакцию поля и допустимые вмешательства. Изменение одного уравнения без согласования остальных может создать нелинейность, зависимость предсказаний от способа приготовления смеси или проблемы с передачей информации. Такие свойства проверяются на составных системах, а не по внешней похожести формул на уравнения Эйнштейна.

Существуют и гибридные подходы, где классические величины случайны и связаны с квантовой системой. В исследованном Оппенгеймом и соавторами классе согласованных классико-квантовых динамик связь сопровождается ограничением между декогеренцией квантового сектора и диффузией классического. Это теоретическое условие для определённого математического класса, а не наблюдение колебаний пространства-времени. Его ценность состоит в том, что предположение о классической геометрии получает количественную цену в виде дополнительного шума. [43]

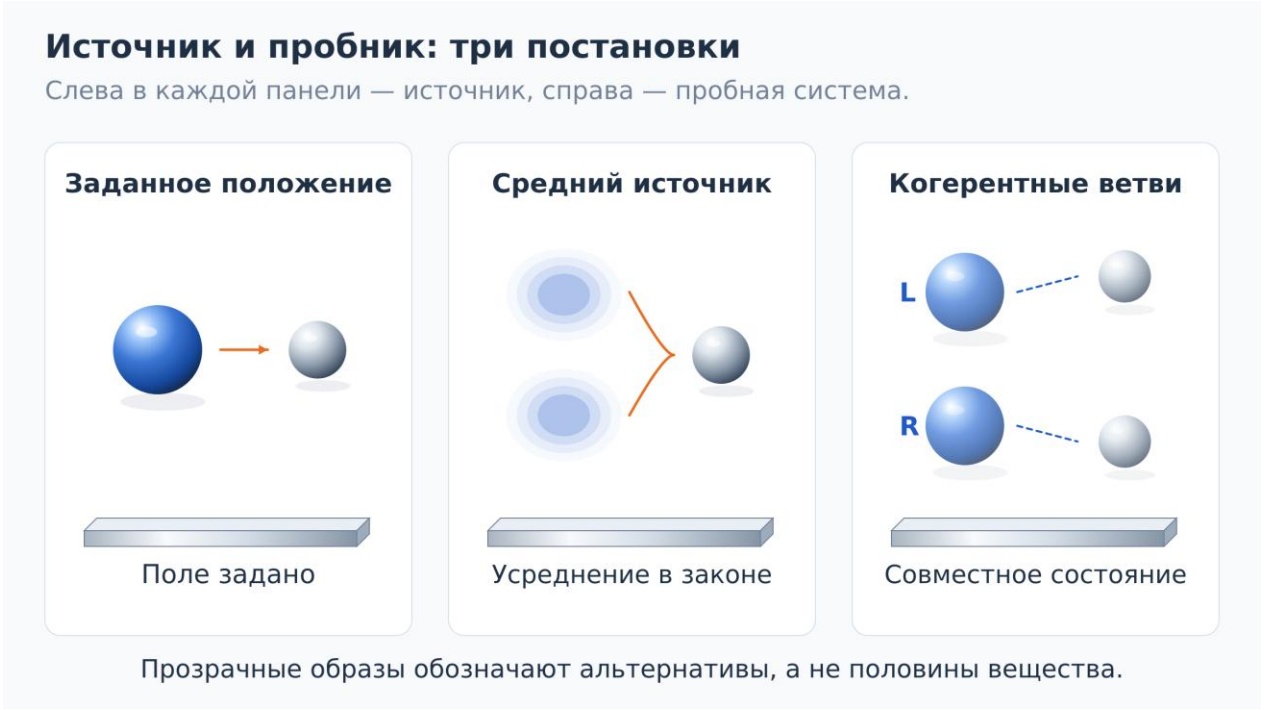


Рисунок 33. Три постановки задачи об источнике и пробнике: движение в заданном поле, поле безусловного среднего источника и совместная динамика когерентных альтернатив. В средней панели голубые области обозначают распределение плотности; в правой — компоненты состояния и корреляции с пробником. Прозрачные образы не означают половины вещества. Стрелки обозначают связь в модели, а не направление силы. Схема различает модели, не объявляя экспериментальный выбор одной из них.

Что проверил опыт со средним источником

У вопроса о среднем источнике есть экспериментальная история. В 1981 году Пейдж и Гейлкер сообщили о результате, несовместимом с простейшими полуклассическими уравнениями Эйнштейна. Сила этого примера состоит в проверке определённого правила связи поля с квантовой материей. Авторы сформулировали его как косвенную поддержку квантования гравитации, а не как окончательное доказательство. [61]

Содержательную развилку можно восстановить на простой схеме. Пусть квантовый результат определяет, какая из двух макроскопических конфигураций источника будет реализована. Если безусловно усреднить обе конфигурации и затем объявить это среднее единственным физическим источником, получится одно предсказание для пробного прибора. Если его показание коррелирует с конкретной зарегистрированной конфигурацией, требуется иное правило. Решающее значение имеет то, какое состояние используется после регистрации и что именно считается источником в отдельном опыте.

Поэтому экспериментальный аргумент нельзя переносить на любую модель, в которой встречается слово «классический». Стохастическое классическое поле, условная динамика после измерения и безусловное среднее поле представляют разные конструкции. Для следующей проверки необходимо заранее выписать их правила приготовления, усреднения и регистрации. Эта необходимость

связывает гравитационную задачу с проблемой измерения, разобранной в третьей главе.

Малые массы в трудном эксперименте

Гравитационный сигнал растёт с массой, но массивный объект труднее удержать в управляемой суперпозиции. Его внутренние степени свободы, тепловое излучение, столкновения с остаточным газом и связь с опорами создают дополнительные каналы взаимодействия. Уменьшение расстояния усиливает тяготение, одновременно повышая требования к подавлению электромагнитных сил. Поэтому задача не сводится к выбору максимально тяжёлого тела и максимально близкого соседа. Нужно сохранить именно те свойства, по которым различаются модели.

Показательный эксперимент Вестфаля и соавторов измерил гравитационную связь золотых сфер с радиусом около миллиметра и массой около девяноста миллиграммов. Работа опубликована в Nature в 2021 году. Это демонстрация чувствительного измерения классического притяжения малых источников; в ней не было создано заявленной гравитационной запутанности двух массивных суперпозиций. Такой результат важен как освоение измерительного режима, но его научный смысл нельзя расширять до подтверждения квантового посредника. [31]

В полном опыте должны встретиться несколько умений: приготовление состояния, достаточно долгое сохранение когерентности, контролируемое взаимодействие и надёжное считывание корреляций. Успех каждого этапа отдельно ещё не гарантирует успеха совместного протокола. Например, средство охлаждения может вносить шум при удержании, а устройство разделения пакетов — создавать нежелательное взаимодействие между объектами. Параметры установки образуют связанную задачу, где улучшение одной характеристики иногда ухудшает другую.

Это объясняет ценность предварительного расчёта. Он способен показать, какая характеристика действительно ограничивает опыт: температура, дрейф расстояния, случайный заряд, время считывания или число повторений. Без такого анализа можно годами совершенствовать компонент, который почти не увеличивает различимость теорий. Хорошая модель помогает сформулировать измеримую цель для инженера и одновременно делает явными те предположения, от которых зависит фундаментальный вывод.

Численный бюджет геометрии и подготовки

Полезно перейти от перечня трудностей к бюджету одного расчёта. В следующей главе используются две массы по 10^{-14} кг, расстояние центров $d = 450$ мкм, разнесение ветвей $s = 250$ мкм и выдержка $t = 2$ с. Это учебная конфигурация: её параметры не объявляются совместно достигнутыми характеристиками установки. Здесь она нужна, чтобы перевести погрешности масс и геометрии в погрешность запутывающей фазы, а затем увидеть, какой

контроль требуется для интерпретации результата. Здесь Δ обозначает сумму фаз ветвей LL и RR минус сумму фаз LR и RL; следующая глава покажет, почему именно эта комбинация определяет запутывание.

Для точечной ньютоновской энергии модуль фазы пропорционален $m_1 m_2 t s^2/[d(d^2-s^2)]$. Малое изменение каждого входа умножается на соответствующую логарифмическую производную. Поэтому один микрометр ошибки в d и один микрометр ошибки в s имеют разную цену. При приближении s к d производные растут: усиление сигнала сопровождается усилением чувствительности к геометрии. Это свойство модели, а не недостаток измерительного прибора.

В таблице заданы иллюстративные независимые стандартные неопределённости. При вычислении производных использована точная четырёхветвевая формула, без приближения малого s/d. Каждая строка показывает вклад в стандартную неопределённость Δ. Квадратичное сложение даёт около 0,00399 рад, или 1,59 % от модуля фазы. Если калибровки коррелированы, вместо такого сложения нужна их полная ковариационная матрица. Общая ошибка масштаба изображения, например, одновременно меняет d и s.

Неопределённость постоянной калибровки и случайное изменение от запуска к запуску действуют по-разному. Первая расширяет область допустимого предсказания. Вторая может дополнительно размывать фазу в усреднённом состоянии. Число из таблицы нельзя автоматически подставлять в показатель декогеренции. Для этого требуется измерить временную статистику дрейфа и определить, какие флуктуации общие для двух объектов и четырёх ветвей.

Предположение о фиксированных пакетах также требует физической реализации. Свободные пакеты расширяются; удерживающий потенциал и управление меняют их формы и фазы. Для гауссовых пакетов с известной шириной можно усреднить ньютоновский потенциал по распределениям координат или численно распространить всё состояние. Предварительное условие узости — ширина существенно меньше наименьшего расстояния $d-s$ — лишь задаёт область, где такое усреднение может быть малой поправкой. Оно не заменяет проверку движения пакетов.

В дальнейшем видимость v будет характеризовать когерентность каждой двухветвевой подсистемы после подготовки, выдержки и сведения. Использование единственного v допустимо только после проверки одинаковости этих каналов. Ошибка считывания будет введена отдельно. Такое разделение позволяет понять, уменьшился ли сам квантовый ресурс или ухудшилась возможность его зарегистрировать.

$$\frac{\delta\Delta}{\Delta}=\frac{\delta m_1}{m_1}+\frac{\delta m_2}{m_2}+\frac{\delta t}{t}+\left(\frac{2}{s}+\frac{2s}{d^2-s^2}\right)\delta s-\left(\frac{1}{d}+\frac{2d}{d^2-s^2}\right)\delta d.$$

(13.2) Линейное распространение малых изменений параметров. Для стандартных неопределённостей с ковариацией Σ используется $\sigma^2\Delta = J\Sigma J^{T}$, где J — строка производных Δ по входам.

Иллюстративный бюджет фазовой неопределённости

Вход	Принятая неопределённость	Вклад в σΔ, рад
Масса первого тела	1 %	0,002511
Масса второго тела	1 %	0,002511
Расстояние d	0,5 мкм	0,001086
Разнос s	0,5 мкм	0,001453
Выдержка t	1 мс	0,000126

Это заданные для расчёта неопределённости, а не отчёт о достигнутой точности экспериментальной платформы.

Почему слабая посторонняя связь бывает решающей

Гравитационную интерпретацию определяет не абсолютная малость посторонней силы, а её отношение к полезному эффекту. Для двух одинаковых масс по 10^{-14} кг один элементарный заряд на каждом объекте даёт кулоновскую энергию того же геометрического вида 1/r, но примерно в $3{,}46 \cdot 10^{10}$ раза больше ньютоновской. В этом сравнении не предполагается, что заряд действительно присутствует: вычисляется цена такой ошибки в подготовке.

Если бы оба остаточных заряда можно было непрерывно уменьшать, требование кулоновского вклада ниже одного процента гравитационного соответствовало бы модулю каждого заряда менее примерно $5{,}4 \cdot 10^{-7}$ элементарного заряда. Для изолированного тела это не описание доступного дробного значения его свободного заряда. Число показывает необходимость нейтрального состояния и независимого контроля электромагнитных взаимодействий. Нулевая сумма зарядов ещё не исключает дипольные моменты, неоднородные поверхностные потенциалы и поляризацию.

Калибровка должна проверять именно комбинацию фаз четырёх ветвей. Поле, одинаково действующее на один объект во всех состояниях второго, даёт локальную фазу и может быть удалено выбором оси считывания. Связь, зависящая от состояний обоих объектов, способна создавать ту же запутывающую комбинацию, что и тяготение. Поэтому измерение среднего ускорения и демонстрация низкого фонового шума ещё не исключают негравитационный источник корреляций.

Контрольные серии можно организовать через изменение расстояния, ориентации, экранирования и условий зарядовой подготовки. Каждое изменение требует собственной модели: экран способен подавлять электростатическую связь, одновременно добавляя флуктуации или механическую связь. В итоговом анализе геометрические калибровки и проверенные границы посторонних взаимодействий должны сопровождать свидетель запутанности. Иначе будет установлен квантовый характер итогового состояния, но не причина его возникновения.

$$\frac{|U_{\mathrm{C}}|}{|U_{G}|} = \frac{|q_1 q_2|}{4\pi\varepsilon_0 G m_1 m_2}.$$

(13.3) Отношение относится к точечным зарядам и массам с одинаковым расстоянием. Для протяжённых нейтральных объектов требуется другая электромагнитная модель.



Рисунок 34. Концептуальная карта контроля посторонних связей между двумя малыми массами. Художественный разрез показывает отдельные локальные средства управления и общую механическую конструкцию; увеличенные схемы выделяют остаточный заряд, поверхностные поля и передачу через опоры. Газ и тепловое излучение также входят в модель среды. Реализация показана условно: рисунок не подтверждает достижение требуемой суперпозиции или гравитационной запутанности и не задаёт количественный чертёж.

Уровни ответа

Первый возможный ответ касается самого взаимодействия: наблюдаемый сигнал согласуется с гравитационной силой в выбранном диапазоне. Следующий касается квантового состояния материи: после взаимодействия возникает запутанность или другое заранее определённое свойство. Более сильный вывод относится к посреднику: данные исключают некоторый класс классических способов передачи взаимодействия. Ещё дальше находятся утверждения о квантах поля, его релятивистской динамике и окончательной микроскопической теории геометрии.

Между этими уровнями нужны дополнительные аргументы. Для заключения о посреднике требуется исключить другие связи между телами и проверить исходную независимость их состояний. Для заключения о гравитонах необходимо уточнить, что именно понимается под квантами поля и какой режим исследован. Для выбора фундаментальной теории требуется наблюдаемое, по которому соперничающие варианты расходятся. Одна удачная корреляционная кривая не несёт автоматически всего этого содержания.

Такой порядок не уменьшает значимость лабораторных опытов. Напротив, он позволяет заранее определить достижимый результат. Исключение широкого, но конкретного семейства моделей может изменить направление исследований, даже если не выбрана окончательная теория. Новое ограничение на шум тоже содержательно: оно заставляет альтернативную динамику отвечать сразу нескольким измерениям. Наука продвигается, когда сокращается пространство допустимых объяснений и становится понятнее следующий решающий опыт.

14 Две массы и проверка посредника

Пусть две маленькие массы сначала приготовлены независимо. Каждая способна находиться в когерентной суперпозиции двух пространственных положений. Их оставляют взаимодействовать, после чего сравнивают результаты измерений. Внешне опыт напоминает исследование очень слабой силы. Его основной вопрос глубже: может ли взаимодействие создать состояние, которое уже нельзя описать независимыми состояниями двух участников?

От четырёх альтернатив к одному состоянию

В 2017 году группы Бозе и Марлетто—Ведрала предложили использовать гравитационно возникающую запутанность как свидетель неклассических свойств посредника. В варианте Бозе и соавторов пространственные состояния связаны со спинами, что позволяет считывать нужные корреляции через спиновые измерения. Это предложения экспериментов и теоретические аргументы. Их публикация сама по себе не означает, что гравитационная запутанность была зарегистрирована. [32, 33]

Для учебного расчёта достаточно оставить по два хорошо различимых положения каждой массы: L и R. Пространственные волновые пакеты предполагаются узкими по сравнению с расстояниями между взаимодействующими объектами. Исходное состояние содержит четыре комбинации: LL, LR, RL и RR — с одинаковыми модулями амплитуд. Независимое приготовление задаёт произведение двух состояний; в начале запутанности нет.

В каждой комбинации расстояние между массами своё, поэтому гравитационная потенциальная энергия тоже своя. Во время выдержки разные ветви набирают разные фазы. Если эти фазы можно полностью разложить на отдельный вклад первого объекта и отдельный вклад второго, состояние остаётся произведением. Если такое разложение невозможно, возникает запутанность. Следовательно, важна не просто величина накопленной фазы, а её зависимость сразу от двух положений.

В простейшей модели положения во время выдержки фиксированы, перемещения при разделении и сведении пакетов несущественны, а потери отсутствуют. Это сознательно ограниченное описание. Оно позволяет проверить алгебру и порядок величин. При проектировании опыта фаза должна интегрироваться по реальным траекториям, включая интервалы управления, а дополнительные взаимодействия должны входить в тот же расчёт, что и гравитация.

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{2} \sum_{a,b \in \{L,R\}} e^{i\phi_{ab}} |a\rangle_1 |b\rangle_2$$

$$\phi_{ab} = \frac{G m_1 m_2 t}{\hbar r_{ab}}.$$

(14.1) Положительный знак фазы следует из отрицательной ньютоновской энергии U = −Gm₁m₂/r и множителя эволюции exp(−iUt/ħ). При меняющемся расстоянии величина t/r заменяется интегралом от 1/r(τ) по времени.

Комбинация фаз, которую нельзя убрать локально

Пусть к состоянию первого объекта добавлены произвольные фазы, зависящие только от L или R; со вторым сделано то же самое. Такие операции меняют отдельные коэффициенты, но не создают взаимодействия между объектами. После их вычитания остаётся одна существенная комбинация четырёх фаз. Она равна сумме фаз одинаковых меток минус сумма фаз разных меток. Именно эта величина определяет запутанность идеального состояния с равными модулями коэффициентов.

Вывод можно проверить без обращения к образу невидимых частиц-посредников. Коэффициенты состояния образуют матрицу размером два на два. Для произведения двух векторов её определитель равен нулю. Здесь определитель пропорционален разности двух комплексных чисел: одно содержит сумму фаз LL и RR, другое — сумму LR и RL. Их модули одинаковы, поэтому различие задаётся только углом между ними.

Удобная мера запутанности чистого состояния двух двухуровневых систем называется concurrence; ниже она обозначена C. Значение ноль соответствует произведению, единица — максимальной запутанности. Формула показывает периодичность эффекта: увеличение времени не всегда увеличивает C. Фаза может пройти максимум и вернуться к состоянию, которое снова является произведением. Поэтому одна неудачно выбранная длительность не позволяет заключить, что взаимодействие вообще не создаёт запутанности.

$$\Delta = \phi_{LL} + \phi_{RR} - \phi_{LR} - \phi_{RL}.$$

(14.2) Δ не меняется при добавлении независимых фаз α_a и β_β: их вклады в этой комбинации взаимно сокращаются.

$$C = 2|a_{LL}a_{RR} - a_{LR}a_{RL}| = \left|\sin\frac{\Delta}{2}\right|.$$

(14.3) В последнем равенстве использованы $a_{a\beta} = \exp(i\varphi_{a\beta})/2$. Оно относится к чистому состоянию, ортогональным ветвям и равным исходным амплитудам. Для смешанного состояния эта короткая формула неприменима.

Геометрия решает больше, чем сила

Для наглядного примера центры исходных положений разделены расстоянием d, а обе массы смещаются вдоль одной линии на одинаковую величину s между ветвями. Тогда две комбинации имеют расстояние d, одна — d+s, другая — d−s. Подстановка даёт точное выражение внутри модели точечных масс. Если s намного меньше d, остаётся зависимость от квадрата s и обратного куба d.

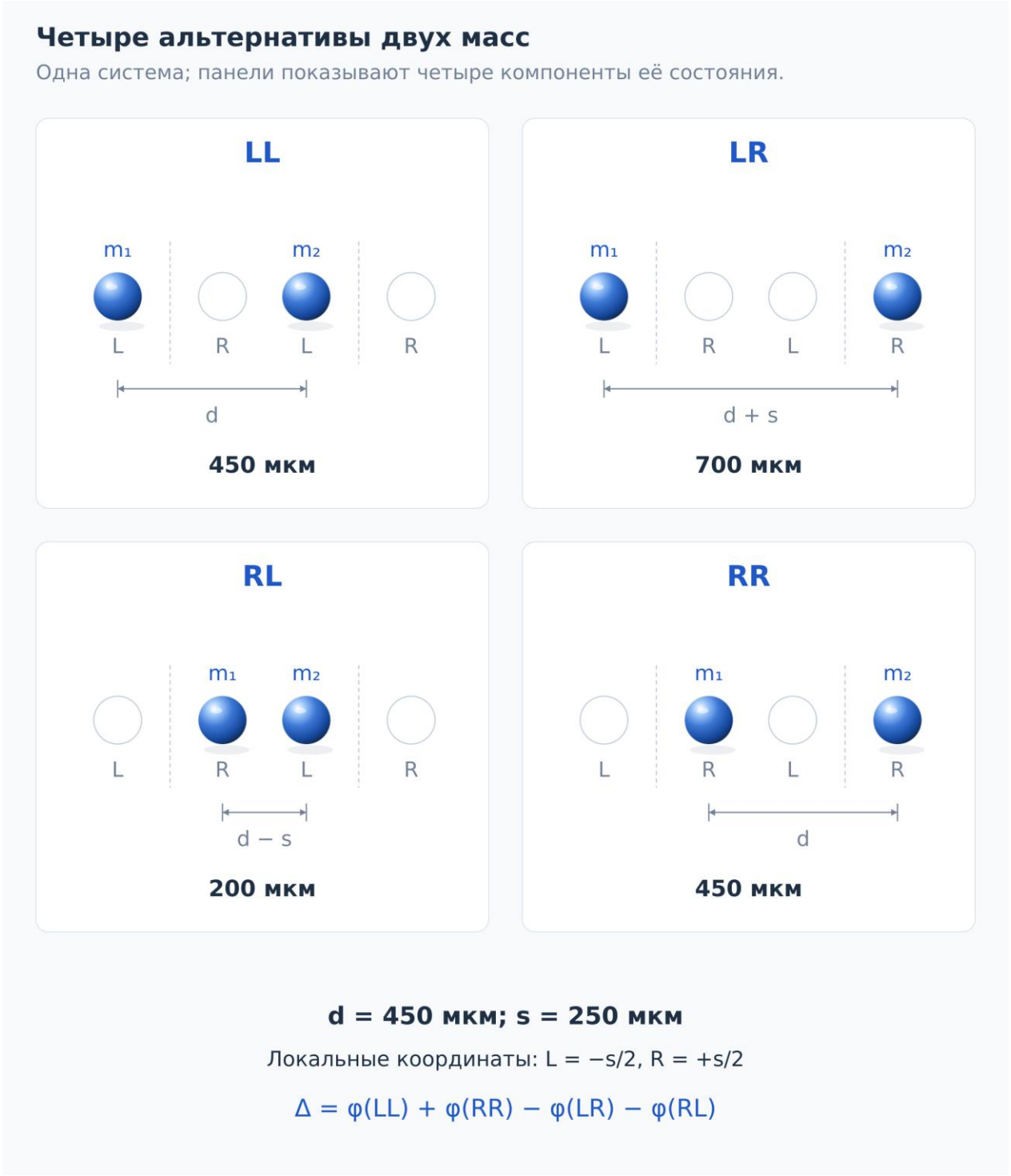


Рисунок 35. Четыре компоненты модели двух масс при общей ориентации локальных координат L=−s/2 и R=+s/2. В ветвях LL и RR расстояние равно d, в LR — d+s, в RL — d−s. Для учебных d=450 мкм и s=250 мкм это 450, 700, 200 и 450 мкм. Серые отметки показывают обе доступные локальные позиции, синие сферы — выбранную альтернативу каждой панели. Это компоненты одного состояния; масса каждого тела в каждой ветви остаётся полной. Расстояния между центрами пропорциональны указанным значениям, диаметры сфер условны.

У результата есть физический смысл. Почти одинаковое ускорение всех ветвей в основном даёт локальные фазовые сдвиги, которые сами по себе не связывают объекты. Запутывающая часть чувствительна к различию взаимодействий между альтернативами. Поэтому одна и та же средняя сила при разных геометриях может давать разный полезный сигнал. Выбор расположения пакетов — часть фундаментального измерения, а не только вопрос удобства установки.

Можно подставить условные, не заявленные как реализованный опыт значения: $m_1 = m_2 = 10^{-14}$ кг, d = 450 мкм, s = 250 мкм и выдержку 2 с. Точная формула даёт модуль Δ около 0,25 радиана и C около 0,13 при полном отсутствии декогеренции. Приближение малых s здесь уже не особенно точное, поскольку отношение s/d больше половины. Пример показывает, почему красивую асимптотическую формулу нужно проверять до инженерных выводов.

Длинная выдержка увеличивает фазу, но одновременно даёт среде больше времени разрушать когерентность. Уменьшение расстояния повышает чувствительность к ошибке его измерения. Для протяжённых тел требуется интегрирование по распределениям массы; особенно существенны отклонения формы, ориентация и близость поверхностей. Для неперекрывающихся сферически симметричных тел ньютоновская энергия совпадает с энергией точечных масс в центрах. Поэтому размер не всегда требует поправки, но условие симметрии должно быть обосновано.

$$\Delta = \frac{G m_1 m_2 t}{\hbar}\left(\frac{2}{d} - \frac{1}{d+s} - \frac{1}{d-s}\right) = -\frac{2 G m_1 m_2 t s^2}{\hbar d (d^2 - s^2)}.$$

(14.4) Требуется d > s и отсутствие перекрытия физических тел. При s ≪ d знаменатель можно заменить на $\hbar d^3$; знак зависит от маркировки ветвей и не влияет на C.

$$U_{ab} = -G \int d^3x\, d^3y\, \frac{\varrho_{1a}(\mathbf{x})\,\varrho_{2b}(\mathbf{y})}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}.$$

(14.5) Здесь ϱ обозначает плотность массы, а индексы a и b — положения или ориентации соответствующих ветвей. Эта энергия заменяет точечное выражение, когда форма и распределение массы существенны.

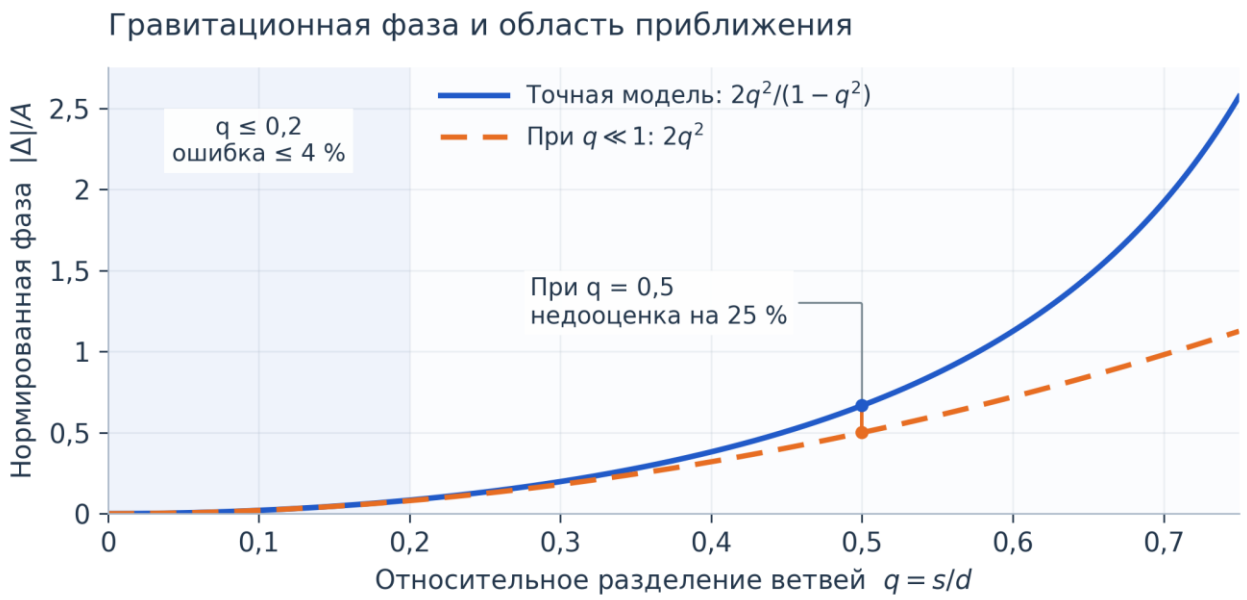


Рисунок 36. Расчёт нормированной гравитационной фазы для точечных масс при фиксированном $A = Gm_1m_2t/(\hbar d)$. Сплошная линия: $|\Delta|/A = 2q^2/(1-q^2)$, где $q = s/d$; пунктир: приближение $2q^2$ при $q \ll 1$. Относительная недооценка точной величины равна q^2: при $q = 0{,}2$ она составляет 4 %, при $q = 0{,}5$ — 25 %. Это иллюстративная модель, не экспериментальные данные.

Что остаётся после встречи со средой

Реальный результат описывается матрицей плотности. Её диагональные элементы дают вероятности ветвей, а недиагональные содержат когерентность между ними. Случайный фазовый шум способен уменьшать последние, не меняя вероятности положений. Поэтому четыре примерно одинаковые частоты попадания ничего не говорят о сохранности суперпозиции. Нужны измерения в других базисах, доступ к интерференции или заранее обоснованный свидетель запутанности.

В простой модели чистой декогеренции элемент матрицы получает фазовый множитель и затухание. Но нельзя произвольно назначить каждой паре ветвей удобную скорость: совокупное преобразование должно сохранять физическую допустимость состояния. Надёжнее вывести шум из конкретных случайных сил или из корректного уравнения открытой системы. Если дополнительно происходят переходы между состояниями, потери частиц или нагрев, одной экспоненты для недиагональных элементов уже недостаточно.

Даже при допустимой модели потери могут влиять на отбор данных. Если анализируются только успешные регистрации, нужно указать, от чего зависит успех. Отбор способен изменить вид наблюдаемых корреляций. То же относится к калибровке детекторов и ошибкам подготовки. Правильный расчёт связывает параметры источника с вероятностями сырых исходов, включая пропуски, а уже затем строит оценку запутанности и её неопределённость.

Отсутствие наблюдаемой запутанности имеет несколько возможных причин: взаимодействие не создаёт её, среда стирает её слишком быстро, выбранный свидетель недостаточно чувствителен либо измерений пока мало. Эти варианты

разделяются дополнительными настройками и контрольными сериями. Отрицательный результат полезен, когда сформулирован как исключение конкретного диапазона предсказаний. Без оценки чувствительности фраза «запутанность не найдена» почти ничего не сообщает о гравитации.

$$\rho_{ab,cd}(t) = \rho_{ab,cd}(0)\exp\{i[\phi_{ab}(t) - \phi_{cd}(t)] - \Gamma_{ab,cd}t\}.$$

(14.6) Это учебная форма для стационарного марковского чистого фазового шума с физически согласованными скоростями Γ. Она не является универсальной моделью окружающей среды и не доказывает механизм объективного коллапса.

Явная матрица состояния при фазовом шуме

Переход к смешанному состоянию можно выполнить без дополнительных неопределённых коэффициентов. Удобно сначала выбрать локальные оси фазового считывания. Любые четыре фазы раскладываются на общую фазу, два отдельных поворота и взаимодействующую часть. Если $z_L = 1$ и $z_R = -1$, последняя равна $\Delta z_\alpha z_\beta/4$. Общая фаза ненаблюдаема; локальные повороты определяются калибровкой и компенсируются при измерении.

После этой операции чистое состояние записывается как $\exp(i\Delta Z_1 Z_2/4)|{+}{+}\rangle$. Здесь $|+\rangle = (|L\rangle+|R\rangle)/\sqrt{2}$, а Z различает две ветви. Компенсация не создаёт запутанность: это произведение двух локальных операций. Однако ошибка компенсации изменяет значения конкретных измерительных корреляций. Поэтому оси нельзя независимо подбирать на той же выборке, на которой затем объявляется значимость свидетеля. Для такой подстройки потребуется отдельная обучающая серия или статистический учёт поиска.

Пусть каждый объект независимо проходит канал чистого фазового затухания. Диагонали одночастичной матрицы сохраняются, а недиагональные элементы умножаются на v от нуля до единицы. В двухчастичной матрице элемент, отличающийся меткой одной подсистемы, получает множитель v, а отличающийся двумя метками — v^2. Это тензорное произведение двух допустимых каналов, поэтому положительность всего состояния обеспечена конструкцией.

Ниже показана матрица в порядке LL, LR, RL, RR. Она содержит одинаковые диагонали, но этого недостаточно для определения её квантовых свойств. При $v = 0$ получается полностью смешанное состояние четырёх ветвей. При $v = 1$ восстанавливается чистый фазовый пример. Промежуточные значения описывают непрерывное ухудшение когерентности при неизменных вероятностях обнаружения положения.

Для стационарного локального фазового шума можно положить $v = \exp(-\gamma t)$. Это определение скорости γ относится к затуханию одночастичного недиагонального элемента. Оно не включает потерю объектов, асимметрию подготовки или случайные переходы между ветвями. Когда такие процессы существенны, матрица должна изменяться согласно их отдельным каналам.

$$\phi_{ab} = \phi_0 + \alpha z_a + \beta z_b + \frac{\Delta}{4} z_a z_b$$

$$\phi_0 = \frac{1}{4} \sum_{a,b} \phi_{ab}.$$

(14.7) α = (φLL+φLR−φRL−φRR)/4 и β = (φLL−φLR+φRL−φRR)/4. Повороты exp(−iαZ₁) и exp(−iβZ₂) удаляют локальные составляющие.

$$\rho_\nu = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & \nu e^{i\Delta/2} & \nu e^{i\Delta/2} & \nu^2 \\ \nu e^{-i\Delta/2} & 1 & \nu^2 & \nu e^{-i\Delta/2} \\ \nu e^{-i\Delta/2} & \nu^2 & 1 & \nu e^{-i\Delta/2} \\ \nu^2 & \nu e^{i\Delta/2} & \nu e^{i\Delta/2} & 1 \end{pmatrix}.$$

(14.8) Матрица относится к ортогональным ветвям, равным исходным амплитудам, компенсированным локальным фазам и одинаковым независимым каналам фазового затухания.

Три настройки для свидетельства запутанности

У матрицы двух двухуровневых систем есть строгая проверка: частичное транспонирование по второй подсистеме должно сохранять положительность для разделимого состояния. В размерности два на два это условие также достаточно для разделимости. В больших размерностях последнее утверждение уже неверно. [59] Для рассматриваемой семьи спектр вычисляется явно, а отрицательным может стать только один из его элементов.

Обозначим $C_0 = |\sin(\Delta/2)|$. Негативность, то есть сумма модулей отрицательных собственных значений частично транспонированной матрицы, равна $\max[0,(v^2+2vC_0-1)/4]$. Следовательно, порог задаётся равенством $v^2+2vC_0 = 1$. Для исходной геометрии он составляет $v = 0{,}88256848$. Если выдержка равна двум секундам и $v = \exp(-\gamma t)$, запутанность требует $\gamma < 0{,}06245945$ с$^{-1}$. Это граница определённой модели состояния.

Полная томография здесь не обязательна. Введём X, Y и Z как матрицы Паули в базисе ветвей и заранее зафиксируем $q = \mathrm{sign}[\sin(\Delta/2)]$. Достаточно трёх настроек: измерить X у обоих объектов, затем Y у первого и Z у второго, затем Z у первого и Y у второго. Из трёх корреляций строится показатель S. Для отрицательной Δ из приведённого примера $q = -1$, поэтому все три измеренные корреляции складываются.



Рисунок 37. Одинаковая подготовка повторяется для трёх заранее выбранных настроек XX, YZ и ZY. Каждая пара регистрируется в одной настройке и даёт одну из четырёх пар знаков. Несовместимые оси не измеряются одновременно на той же паре. Схема объясняет способ считывания свидетеля; вывод о природе посредника требует дополнительных предпосылок и контроля иных связей.

Граница $S \le 1$ относится к любому разделимому двухкубитному состоянию, а не только к выбранной шумовой семье. Для состояния-произведения корреляции имеют вид произведений компонент локальных векторов Блоха r и s. Тогда $S = r^{T}Ts$, где T переставляет две координаты и, возможно, меняет их знаки. Спектральная норма T равна единице, а длины векторов Блоха не превосходят единицы. Отсюда $S \le 1$. Смесь состояний-произведений сохраняет неравенство благодаря линейности.

У заданной матрицы $\langle XX\rangle = v^2$ и $\langle YZ\rangle = \langle ZY\rangle = -v\sin(\Delta/2)$. Поэтому $S = v^2 + 2vC_0$, и этот конкретный свидетель достигает того же порога, что и критерий частичного транспонирования. Такое совпадение обусловлено симметрией семейства. Для произвольного смешанного состояния отсутствие нарушения $S \le 1$ не доказывает разделимость: другой свидетель может быть чувствительнее.

Область математической проверки здесь ясна. Измеряется свойство двух выбранных степеней свободы. Для вывода о гравитационном посреднике дополнительно нужны независимость исходной подготовки и контроль других каналов связи. Локальная смена осей не способна создать ложную запутанность физически, но неизвестная или подбираемая по данным процедура выбора осей способна исказить статистическую оценку.

$$\operatorname{spec}\left(\rho_{\nu}^{T_2}\right) = \left\{\frac{1+\nu^2 \pm 2\nu|\cos(\Delta/2)|}{4}, \frac{1-\nu^2 \pm 2\nu|\sin(\Delta/2)|}{4}\right\}. \tag{14.9}$$

Обе пары содержат по два значения. Первая пара неотрицательна; минимальное значение второй определяет порог для этой семьи.

$$S = \langle X \otimes X \rangle - q(\langle Y \otimes Z \rangle + \langle Z \otimes Y \rangle)$$

$$W = \frac{I - X \otimes X + q(Y \otimes Z + Z \otimes Y)}{4}.$$

(14.10) Для любого разделимого состояния S ≤ 1 и ⟨W⟩ ≥ 0. Нарушение S > 1 свидетельствует о запутанности; q выбирается до анализа данных.

$$\nu_{\mathrm{crit}} = \sqrt{1 + C_0^2} - C_0$$

$$\mathcal{N} = \max\left(0, \frac{\nu^2 + 2\nu C_0 - 1}{4}\right).$$

(14.11) C_0 характеризует идеальное чистое состояние. Негативность N и concurrence C_0 — разные меры; их нельзя отождествлять для шумового состояния.

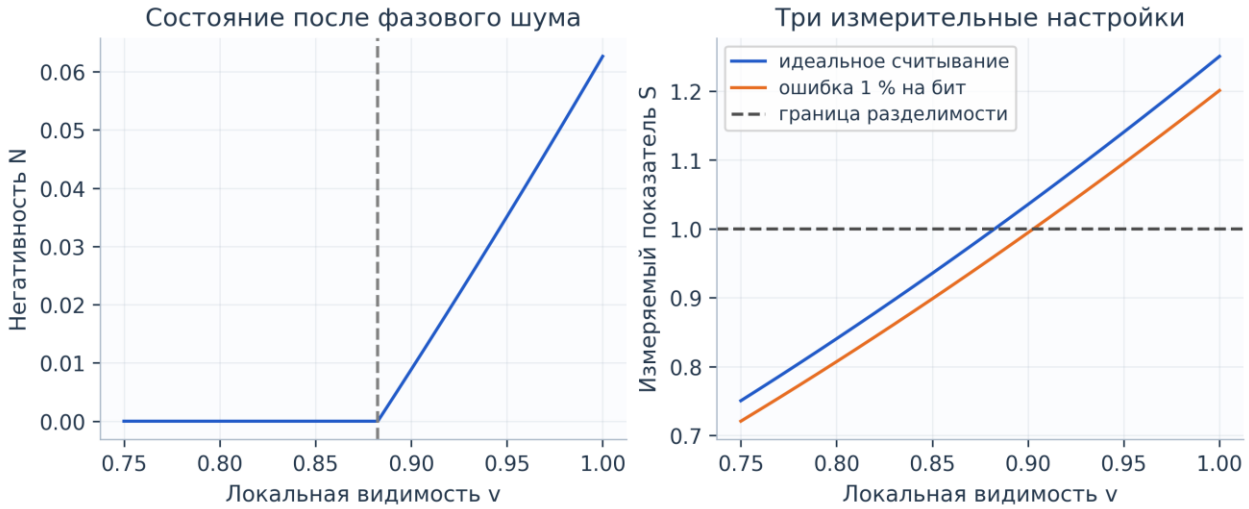


Рисунок 38. Граница запутанности в двухветвевой модели. Слева показана негативность смешанного состояния, справа — трёхнастроечный показатель S при идеальном считывании и ошибке 1 % на зарегистрированный знак. При принятой геометрии порог состояния v = 0,882568, а порог непосредственного свидетеля с такой ошибкой v = 0,902822. Это расчёт заданной модели, не измерение.

От состояния к четырём исходам детектора

Каждая из трёх настроек даёт четыре пары бинарных исходов: ++, +−, −+ и −−. Корреляция получается непосредственно из их частот: одинаковые знаки вносят +1, разные −1. При этом для полного правдоподобия нужны все четыре вероятности, поскольку в настройке XX одночастичные средние также ненулевые. Сведение данных к одному показателю удобно для свидетеля, но не должно приводить к потере исходной записи.

Для измерения A у первого объекта и B у второго вероятность пары a,b равна четверти суммы единицы, двух одночастичных средних и корреляционного члена. В выбранных осях $\langle X_1 \rangle = \langle X_2 \rangle = v \cos(\Delta/2)$, тогда как средние Y и Z равны нулю. Поэтому большинство исходов XX при хорошем приготовлении имеет знак ++, хотя две другие настройки остаются близкими к равномерным.

Введём простой, отдельно проверяемый отклик регистрации: каждый записанный знак независимо меняется на противоположный с вероятностью ε. При η = 1−2ε одночастичные средние уменьшаются в η раз, корреляции — в η^2 раз. Это симметричная модель ошибок, одинаковая для всех осей. Для асимметричного детектора нужны две вероятности ошибки на объект и собственная матрица отклика для каждой настройки.

При v = 0,95 и ε = 0,01 ожидаемый зарегистрированный показатель равен 1,095301. Даже небольшое ухудшение считывания заметно: при v = 0,90 состояние ещё запутано согласно PPT, но зарегистрированный показатель уже меньше единицы. Порог данного необращённого свидетеля повышается с 0,882568 до 0,902822. Следовательно, «состояние содержит запутанность» и «данный способ считывания её обнаруживает» — разные количественные условия.

В этом примере ошибки регистрации не вычитаются из корреляций: критерий применяется непосредственно к сырым знакам. При принятой симметричной модели это эквивалентно локальному ослаблению векторов Блоха, которое не создаёт запутанность. Обращение плохо известной матрицы отклика могло бы искусственно увеличить S; оно допустимо лишь с включением калибровочной неопределённости в анализ.

Потери объектов требуют ещё одной переменной исхода. Таблица ниже условна на корректно подготовленную и зарегистрированную пару. Такая условность допустима, если успешное событие объявлено до выбора измерительных осей либо независимость отбора от настройки и скрытого результата обоснована отдельной моделью. Если вероятность регистрации зависит от исхода, четыре условные частоты не образуют завершённого теста: необходимо включить пропуски в правдоподобие и проверить влияние отбора.

$$P(a,b \mid A,B) = \frac{1}{4}[1 + a\langle A \otimes I\rangle + b\langle I \otimes B\rangle + ab\langle A \otimes B\rangle], a,b = \pm 1.$$

(14.12) Это правило Борна для проекторов (I+aA)/2 и (I+bB)/2. При симметричной ошибке регистрации средние заменяются на η ⟨A⟩ и η ⟨B⟩, а корреляция на η^2 ⟨AB⟩.

$$S_{\mathrm{reg}} = \eta^2(\nu^2 + 2\nu C_0)$$

$$\nu_{\mathrm{crit,reg}} = \sqrt{C_0^2 + \eta^{-2}} - C_0.$$

(14.13) Порог относится к непосредственному использованию зарегистрированных корреляций без коррекции отклика. Если правая часть больше единицы, данный свидетель при таком считывании недоступен.

Вероятности исходов при ν = 0,95 и ε = 0,01

Настройка	P(++)	P(+−)	P(−+)	P(−−)
XX	0,928525	0,033310	0,033310	0,004856
YZ	0,278568	0,221432	0,221432	0,278568
ZY	0,278568	0,221432	0,221432	0,278568

В каждой строке сумма равна единице с точностью округления. Все значения рассчитаны из модели, а не измерены.

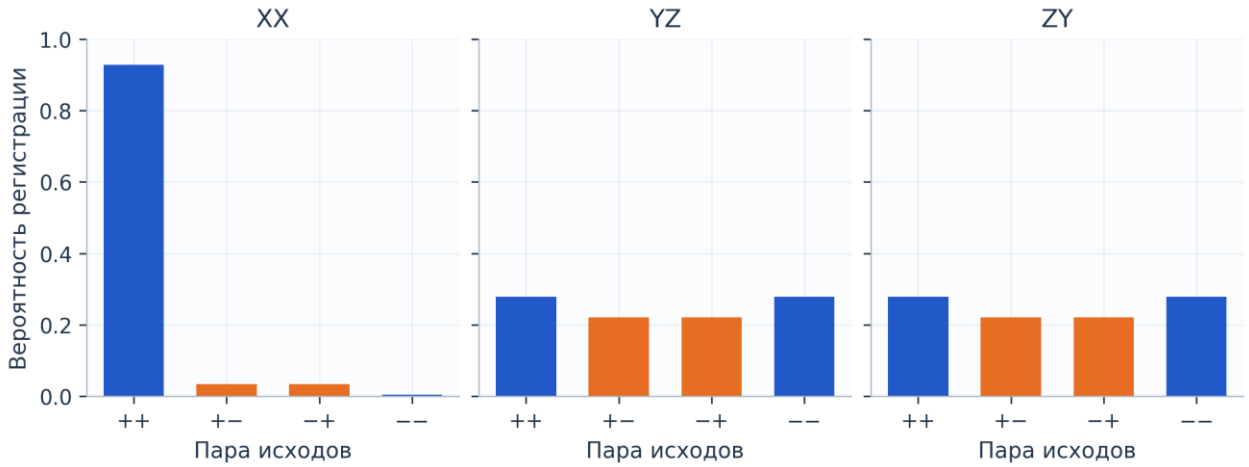


Рисунок 39. Рассчитанные вероятности четырёх исходов в настройках XX, YZ и ZY при ν = 0,95 и ошибке считывания 1 % на знак. Неравномерность XX содержит также информацию об одночастичных средних. Все четыре исхода сохраняются в записи для последующего анализа.

Сколько повторений достаточно в этой модели

Число повторений можно связать с заданными вероятностями ошибки. Пусть каждая настройка повторяется n раз, пары независимо приготовлены одинаковым способом, а настройки, знак q и правило остановки зафиксированы до сбора данных. Каждый произведённый знак ограничен интервалом от −1 до 1. Неравенство Хёффдинга позволяет получить консервативную границу без гауссовой аппроксимации распределения оценки. [62]

Для суммы трёх корреляций вероятность завысить её истинное значение на h не превосходит $\exp(-nh^2/6)$. Поскольку разделимые состояния имеют $S \le 1$, достаточно потребовать, чтобы оценка превысила единицу на корень из $6\ln(1/\alpha)/n$. Тогда вероятность ложного объявления запутанности не превосходит α в принятых условиях. Общий множитель шесть возникает из трёх независимых групп измерений с ограниченными бинарными исходами.

Для планирования важна и вероятность обнаружения. Пусть ожидаемое превышение равно $\delta = S_{reg} - 1$. Чтобы одновременно обеспечить верхнюю границу α для ложного обнаружения и нижнюю границу 1−β для мощности, достаточно взять n не меньше выражения ниже. Оно использует ту же

концентрационную оценку для недооценки сигнала. Установка порога ровно на ожидаемом среднем не дала бы такой гарантии: около половины серий оказалось бы ниже среднего.

Для δ = 0,095301, α = 0,01 и β = 0,05 получается n = 9929 пар на каждую настройку, всего 29 787 зарегистрированных пар. Порог составляет 1,052753. Эта оценка намеренно консервативна. Более эффективный тест на полных четырёхисходных распределениях может требовать меньше данных, но его преимущество следует устанавливать собственной калибровкой.

В воспроизводимой симуляции с фиксированным начальным состоянием генератора случайных чисел получены отсчёты из таблицы. Они дают корреляции 0,871085, 0,132037 и 0,103636, то есть оценку S = 1,106758. Соответствующая верхняя граница вероятности такого превышения при разделимом состоянии равна $6{,}44 \cdot 10^{-9}$. Это результат искусственной выборки из заданной модели; он не является регистрацией гравитационной запутанности.

Дополнительные 20 000 моделируемых серий дали долю обнаружений 99,80 % с 95-процентным интервалом Уилсона примерно 99,73–99,85 %. Для выбранного граничного разделимого произведения с корреляциями по 1/3 и идеальным считыванием частота ложного обнаружения составила 0,065 %, с интервалом около 0,038–0,111 %. Эта серия проверяет реализацию на конкретном нулевом состоянии. Гарантию для всего принятого класса даёт не она, а выведенная граница.

Независимость и одинаковость приготовления здесь существенны. Если три настройки измерять длинными блоками при меняющемся источнике, дрейф способен изменить их распределения по-разному. Настройки следует перемешивать или явно моделировать временную зависимость. Аналогично, остановка после первого удачного превышения меняет процедуру теста. При последовательном сборе нужен заранее определённый последовательный критерий.

Количество зарегистрированных пар также нельзя сразу переводить в часы работы без модели выхода. Если годная пара получается с вероятностью pгодн и полный цикл длится tцикл, среднее время набора оценивается как 3ntцикл/pгодн, с дополнительным временем на калибровки. Эта формула позволяет подставить реальные параметры платформы, сохранив различие между статистической достаточностью и инженерной осуществимостью.

$$\Pr(\widehat{S} - S \geq h) \leq e^{-nh^2/6}$$

$$\widehat{S} > 1 + \sqrt{\frac{6\ln(1/\alpha)}{n}}.$$

(14.14) Граница относится к трём заранее выбранным настройкам с n независимыми одинаково распределёнными парами на настройку. Корреляции вычисляются как средние произведённых знаков.

$$n \geq \frac{6}{\delta^2}\left(\sqrt{\ln(1/\alpha)} + \sqrt{\ln(1/\beta)}\right)^2$$

$$\delta = S_{\mathrm{reg}} - 1 > 0.$$

(14.15) Достаточный объём для уровня ложного обнаружения не выше α и мощности не ниже 1−β в данной модели. Он не является универсальным минимальным числом повторений.

Одна моделируемая выборка по 9929 пар на настройку

Настройка	++	+−	−+	−−
XX	9250	320	320	39
YZ	2787	2159	2150	2833
ZY	2755	2195	2255	2724

Начальное состояние генератора 20261113. Архив содержит все входы и программу повторного расчёта.

Спор о том, что именно будет доказано

Информационный аргумент опирается на запрет создавать запутанность из независимых состояний только локальными операциями и обменом классическими сообщениями. Однако при применении к гравитации необходимо обосновать, почему предполагаемый классический посредник действительно принадлежит этому классу процессов. Значение слов «локальный» и «классический», состав подсистем и доступные каналы связи становятся частью утверждения. Теорема сохраняет силу при своих предпосылках; спор идёт о том, какие физические модели эти предпосылки охватывают.

В статье Азиза и Хаула 2025 года предложен механизм, в котором описание материи средствами квантовой теории поля позволяет, по утверждению авторов, получить запутанность при классическом гравитационном поле. Работа вызвала технические возражения. Поэтому она рассматривается как спорный теоретический аргумент, а не как установленный факт о способности классической гравитации запутывать тела. [34]

В проверенной версии препринта Гундхи, Инфантино и Басси от 7 августа 2026 года критика связана с переходом частиц между объектами и выбором разбиения пространства состояний. Авторы утверждают, что при таком разбиении запутанность возникает уже из свободной эволюции, а при запрете переходов волновая функция остаётся факторизованной. Поэтому необходимо установить, какие именно подсистемы запутываются и каким физическим процессом создаются их корреляции: самого присутствия гравитационного потенциала в расчёте недостаточно. [35]

Ди Бьяджо в октябрьской статье 2026 года подчёркивает информационно-теоретический смысл локальности в соответствующих запретительных теоремах

и необходимость количественно сравнивать модели. Шнайдер, Хаггетт и Линнеманн защищают невозможность классического гравитационного посредничества в рассматриваемом ими ньютоновском пределе. Эти работы используют разные предпосылки и определения; их выводы нельзя объявлять прямым противоречием без сопоставления рассматриваемых классов моделей. Научный вывод требует проследить, что считается посредником и какие связи между подсистемами допускаются. [36, 44]

Ещё одну позицию сформулировали Фэн, Ведрал и Марлетто в 2026 году. Они рассматривают заявления о запутывании в коллапсных моделях гравитации и указывают на нарушение предпосылки локальности в этих конструкциях. По их анализу, соответствующие корреляции не опровергают исходный свидетель при сохранении его условий. Этот аргумент относится к определённому устройству моделей, а не отменяет необходимость их количественного сравнения. [60]

Таблица сопоставляет разные уровни утверждения. Информационная локальность ограничивает способы передачи информации между выбранными подсистемами; пространственно-временная локальность относится к организации взаимодействий в пространстве-времени. Прямой двухчастичный потенциал и явный посредник с собственными переменными также не являются взаимозаменяемыми описаниями для любого no-go аргумента. Наконец, изменение разбиения на подсистемы меняет сам вопрос о том, между чем установлена запутанность. Для конкретного опыта эти решения входят в модель до анализа корреляций.

Предпосылки в обсуждении гравитационной запутанности

Подход	Существенная предпосылка	Допустимый вывод
Свидетель посредника [33]	Независимые пробы; связь только через посредник; локальные операции в принятом информационном смысле	Запутанность исключает классический посредник в этом классе процессов.
Азиз и Хаул [34]	Квантово-полевое описание материи при классическом потенциале	Авторы заявляют запутанность; требуется определить подсистемы и источник корреляций.
Гундхи и соавторы [35]	Проверяются перенос частиц и выбранное разбиение пространства состояний	По анализу авторов, перенос даёт эффект уже при свободной эволюции; при запрете переноса факторизация сохраняется.
Ди Бьяджо [36]	Разделены информационная и пространственно-временная локальность	Общий вывод о поле требует проверки применимости теоремы и сравнения динамик.
Шнайдер и соавторы [44]	Классическое посредничество в рассматриваемом ньютоновском пределе	Защищается невозможность такого запутывания в указанном классе.
Фэн и соавторы [60]	Проверяется локальность коллапсных конструкций	Заявленные контрпримеры нарушают предпосылку свидетеля, по анализу авторов.

Таблица фиксирует предмет разногласий, а не ранжирует позиции как завершённый консенсус.

Другие признаки квантового посредника

Дополнительный путь предложен Ханифом и соавторами: искать неизбежное возмущение источника при измерении созданного им поля. В их схеме несколько интерферометров позволяют отделить определённое классическое изменение фазы от искомого эффекта измерения. Это самостоятельное теоретическое предложение, способное дополнить тесты на запутанность. Оно также требует контроля физических связей и не превращает любой замеченный шум в признак квантовой гравитации. [37]

Вопрос о гравитонах ещё строже. Митракос и соавторы в работе 2026 года анализируют, при каких допущениях запутанность через ньютоновский потенциал поддерживает вывод о квантах поля. В их исследовании особое значение имеют эффекты запаздывания и различие между мгновенным потенциалом как приближением и сверхсветовой передачей управляемой информации. Результат относится к теоретическому анализу, а не к регистрации отдельных гравитонов. [38]

Общая исследовательская стратегия вытекает из этих различий. Один опыт может надёжно исключить несколько способов классической передачи взаимодействия, другой — проверить реакцию на измерение, третий — ограничить дополнительные шумы. Совместная картина сильнее отдельного красивого сигнала, если для всех измерений используются одни и те же параметры модели. На следующем шаге возникает ещё один участник каждого такого сравнения: часы, по которым назначаются взаимодействия и считываются фазы.

Для интерпретации свидетеля нужно зафиксировать исходное состояние, разбиение на подсистемы, допустимые связи и измерения. Именно эти условия определяют силу физического вывода.

15 Что означает квантовое время

Любая фаза, рассчитанная в предыдущей главе, содержит время взаимодействия. Кажется, что это самая простая величина: достаточно посмотреть на часы. Но часы тоже являются физической системой. Их показания имеют погрешность, зависят от движения и поля, а на достаточно тонком уровне описываются квантовым состоянием. Вопрос о времени начинается с этой практической детали и лишь затем приводит к более широким гипотезам об устройстве мира.

Параметр в уравнении и показание прибора

В уравнении Шрёдингера время обычно выступает внешним параметром. Это число, по которому сравниваются состояния системы. Часы в лаборатории, напротив, имеют устройство: колебание, переход между уровнями энергии, фазу сигнала и способ регистрации. Считать их идеальными допустимо, пока неточность времени значительно меньше неточностей, важных для задачи. При достижении этой границы описание часов должно войти в модель измерения.

Не следует из этого заключать, что квантовая теория запрещает измерять время. В ней можно описывать время регистрации события, длительность процесса и работу физических часов. Трудности касаются универсального оператора времени с заранее заданными свойствами и его отношения к гамильтониану. Конкретное измерение обычно задаётся более широким набором положительных операторов, каждый из которых соответствует возможному показанию. Отсутствие одной универсальной конструкции не означает отсутствия измеримых временных величин.

Здесь полезно разделить три вопроса. Первый: какова точность конкретного прибора? Второй: можно ли записывать динамику через корреляции с некоторой подсистемой, называемой часами? Третий: существует ли фундаментальный внешний параметр времени в окончательной теории природы? Ответ на первый не решает автоматически второй, а успешная математическая конструкция для второго не доказывает определённый ответ на третий. Смешение этих уровней часто превращает интересную работу в чрезмерно громкое сообщение.

В гравитационном эксперименте различие имеет прямое значение. Если две части установки используют разные часы, необходимо указать, как сопоставляются их показания. Если тело в суперпозиции связано с внутренним колебанием, траектории и показания могут оказаться коррелированными. Тогда фраза «выдержать одинаковое время» нуждается в физическом определении. В слабом поле эти вопросы часто решаются обычными приближениями; близость к эксперименту не делает их менее фундаментальными.

Динамика как условная зависимость

Пейдж и Вуттерс предложили в 1983 году описывать изменение через корреляции между часовой подсистемой и остальной системой. Составное состояние в такой конструкции может быть стационарным, а условное состояние системы — зависеть от показания часов. Это определённый способ организации квантового описания. Его существование не доказывает, что реальная Вселенная обязательно находится в выбранном стационарном состоянии, и не устраняет все вопросы квантовой гравитации. [39]

Смысл условности знаком из обычной статистики. Чтобы узнать положение поезда в десять часов, нужны совместные данные о положении и показании часов. В квантовом случае совместные данные задаются состоянием двух подсистем и правилами их измерения. Условная вероятность определяется делением вероятности совместного результата на вероятность соответствующего показания часов. Поэтому утверждение о динамике должно относиться к доступным корреляциям, а не к наблюдателю, находящемуся вне Вселенной.

Для простейшего аналитического примера можно взять невзаимодействующие в данный момент часы и систему, а их совместное состояние подчинить условию нулевой полной энергии после выбора её начала отсчёта. Опорное часовое состояние нулевого показания должно содержать суперпозицию энергий. Собственное состояние гамильтониана меняется только на общую фазу и не позволяет различать показания. Движение опорного состояния под действием часового гамильтониана задаёт семейство фазовых состояний с метками t.

Такое считывание можно описать ковариантным измерением: эволюция часов на некоторую длительность сдвигает метки его исходов на ту же величину. В рассматриваемой конструкции эффекты измерения имеют ранг один и пропорциональны проекторам на часовые фазовые состояния. Эти состояния не обязаны быть взаимно ортогональными. Часовое семейство, меру по меткам t и нормировку выбирают согласованно, чтобы эффекты образовывали POVM — положительные операторы, сумма или интеграл которых равны единичному. Это дополнительное условие конструкции, а не свойство произвольной суперпозиции энергий. Проекция совместного чистого состояния даёт условный вектор системы.

В этой проверке нет рождения движения из одного слова «запутанность». Существенны устройство часовой подсистемы, спектры энергий, специальная корреляция и правило выбора условного состояния. Произвольная пара запутанных объектов не обязана образовывать хорошие часы. Само энергетическое ограничение здесь является предпосылкой учебной модели; оно не выведено из полной теории Вселенной и не должно предъявляться как её установленный закон.

$$P(a \mid t) = \frac{\mathrm{Tr}[(E_t \otimes M_a)\rho_{CS}]}{\mathrm{Tr}[(E_t \otimes I)\rho_{CS}]}.$$

(15.1) E_t описывает показание часов, M_a — результат измерения системы, ρCS — совместное состояние. Знаменатель должен быть ненулевым. Эта формула определяет условную вероятность и сама по себе не задаёт динамику.

$$(H_C + H_S)|\Psi\rangle = 0, |t\rangle_C = e^{-iH_C t/\hbar}|\chi_0\rangle_C, |\widetilde{\psi}(t)\rangle_S = \langle t|_C \Psi\rangle.$$

(15.2) χ_0 — опорное фазовое состояние нулевого показания, а не энергетическое собственное состояние. При считывании ранга один E_t пропорционален $|t\rangle\langle t|$ с надлежащей нормировкой POVM. Тильда отмечает ненормированный условный вектор; в этой конструкции его норма постоянна. Конкретные модели взаимодействия и считывания часов могут изменить условную динамику; сама конечность или неортогональность часовых состояний не задаёт универсальной поправки.

$$i\hbar \frac{d}{dt}|\widetilde{\psi}(t)\rangle_S = -\langle t|_C H_C|\Psi\rangle = H_S|\widetilde{\psi}(t)\rangle_S.$$

(15.3) Равенство следует непосредственно из определения часовых состояний и ограничения на общую энергию. Это проверка работы идеализированного механизма, а не доказательство фундаментального отсутствия времени.



Рисунок 40. Условное описание системы строится из совместных записей о системе S и часовой подсистеме C. Выделение окна показаний означает отбор соответствующих совместных результатов; символы t_j и s_j обозначают поля записи, а не экспериментальную выборку. Часовая шкала иллюстрирует фазовое считывание, без предположения об идеальной различимости всех меток. Никакой отдельной роли сознательного наблюдателя в этой схеме нет.

Нормированное измерение двухуровневых часов

Теперь можно вычислить все вероятности маленьких часов. Пусть состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$ разделены энергией $\hbar\omega$. Часовой гамильтониан равен $\hbar\omega|1\rangle\langle 1|$, а у системы выбран такой же энергетический интервал со сдвинутым на $-\hbar\omega$ началом отсчёта. Тогда полная энергия обеих компонент состояния $(|01\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}$ равна нулю. Выбор начала энергии не меняет ни измерительных вероятностей, ни относительных фаз.

Показание часов задаётся состоянием $|t\rangle = (|0\rangle + e^{-i\omega t}|1\rangle)/\sqrt{2}$. После периода T = 2π/ω оно повторяется. Чтобы получить измерение на одном периоде, нужен не просто проектор $|t\rangle\langle t|$, а плотность эффектов $E(t) = (2/T)|t\rangle\langle t|$. Интеграл от E(t) по периоду равен единичной матрице: диагональные элементы интегрируются в единицы, а осциллирующие недиагональные дают ноль.

Для непрерывного результата вероятность отдельной точной метки равна нулю; физический смысл имеют плотность вероятности и вероятность конечного интервала. Поскольку редуцированное состояние часов равно I/2, плотность показаний постоянна и равна 1/T. Между тем условное состояние системы меняется с меткой. Умножение совместного вектора на часовую бра даёт ненормированный вектор с квадратом нормы 1/2; после нормировки остаётся $(e^{i\omega t}|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$.

Измерение системы в базисе $|+\rangle$, $|-\rangle$ даёт P(+|t) = [1+cos(ωt)]/2 и P(−|t) = [1−cos(ωt)]/2. При t = 0 получается плюс с вероятностью один; через четверть периода оба исхода равновероятны; через половину периода получается минус с вероятностью один. После полного периода вероятности возвращаются. Таким образом, зависимость от показания видна в одном нормированном примере без изменения общего стационарного состояния.

При этом одна лишь запись такой зависимости не делает часы идеальными. Перекрытие двух фазовых состояний равно $\cos^2[\omega(t-t')/2]$. Ортогональны только метки, отличающиеся на половину периода. Близкие метки нельзя безошибочно различить одним измерением, а одинаковая метка через один или несколько циклов вообще соответствует тому же состоянию. Для подсчёта циклов требуется дополнительная память, которая уже не помещается в двухуровневую модель.

Эксперимент Моревой и соавторов 2014 года использовал поляризационно запутанные фотоны для иллюстрации механизма Пейджа—Вуттерса. Измерения демонстрировали различие между общим стационарным описанием подготовленного состояния и условной эволюцией относительно выбранной часовой подсистемы. Это реальный лабораторный результат о реализации модели. Он не является экспериментальным доказательством того, что космологическое время целиком порождается запутанностью. [40]

Практический смысл подобных моделей состоит в проверке операциональных утверждений. Можно точно указать, что измеряется, какие условные вероятности получаются и как меняется ответ при ухудшении часов. Слова «внутренний наблюдатель» здесь не требуют сознания, переживания

длительности или особого статуса человека. Они обозначают доступ к определённым корреляциям. Наблюдатель может быть обычной физической памятью, связанной с прибором.

$$|\Psi\rangle = \frac{|0\rangle_C|1\rangle_S + |1\rangle_C|0\rangle_S}{\sqrt{2}}, H_C = \hbar\omega|1\rangle\langle 1|, H_S = \hbar\omega(|1\rangle\langle 1| - I).$$

(15.4) При таком выборе $(H_C + H_S)|\Psi\rangle = 0$. Это условие конкретной модели с выбранным началом энергии.

$$|t\rangle = \frac{|0\rangle + e^{-i\omega t}|1\rangle}{\sqrt{2}}, E(t) = \frac{2}{T}|t\rangle\langle t|, \int_0^T E(t)dt = I, T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

(15.5) E(t) — плотность эффектов POVM, имеющая размерность обратного времени. Вероятность интервала получается интегрированием плотности по этому интервалу.

$$|\psi(t)\rangle_S = \frac{e^{i\omega t}|0\rangle + |1\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$P(+|\, t) = \frac{1 + \cos\omega t}{2}$$

$$|\langle t \mid t^{'}\rangle|^2 = \cos^2\frac{\omega(t - t^{'})}{2}.$$

(15.6) Условный вектор нормирован. Плотность часовых меток при данном совместном состоянии равна 1/T, поэтому условные вероятности получаются обычным делением совместной плотности на 1/T.

Конечное окно показания и цена разрешения

Реальный регистратор группирует результаты в интервалы. Для окна ширины w вокруг метки t_0 соответствующий эффект равен интегралу E(t) по этому окну. На границе периода окно продолжается по кругу: метки 0 и T обозначают одно состояние. В выбранном совместном состоянии его вероятность равна w/T. Условное состояние системы получается усреднением фазовых состояний внутри окна, а не произвольной заменой времени его серединой.

Интегрирование косинуса даёт видимость sinc(ωw/2), где sinc(x) = sin(x)/x. При ширине окна T/4 она равна 0,900316. Поэтому максимальная вероятность плюса снижается с единицы до 0,950158, а минимальная возрастает с нуля до 0,049842. При ширине полного периода косинус усредняется до нуля и оба исхода становятся равновероятными. Это потеря доступной фазовой информации при грубом считывании.

Увеличение числа повторений точнее определяет уже размытую вероятность, но не восстанавливает утраченную метку отдельного события. Для улучшения временного разрешения нужно изменить само измерение или ресурсы часовой подсистемы. Здесь полезно различать две ошибки: неопределённость оценённой частоты, уменьшающуюся с числом регистраций, и физическое размытие отклика, которое остаётся при бесконечной выборке.

Эта модель даёт ещё один контроль для исследований декогеренции. Если уменьшение контраста связано с конечным окном времени, изменение его ширины должно изменять эффект по вычисленной зависимости. Если же видимость не реагирует в предсказанной степени, объяснение грубым считыванием недостаточно. Как и для пространственного шума, механизм проверяется изменением управления, а не совпадением одной кривой.

$$P(+|\, t \in [t_0 - w/2, t_0 + w/2]) = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\sin(\omega w/2)}{\omega w/2}\cos(\omega t_0)\right].$$

(15.7) Формула предполагает равномерную плотность часовых меток внутри периода, прямоугольное окно и круговое продолжение около его границы. При w→0 восстанавливается условная вероятность точной метки.

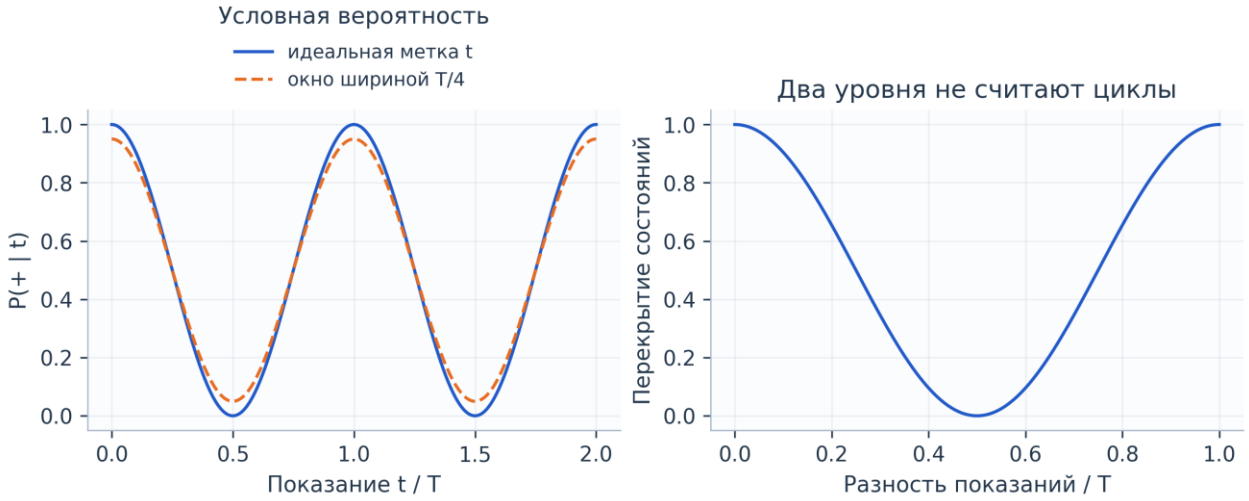


Рисунок 41. Условные вероятности двухуровневых часов. Слева идеальная зависимость P(+|t) и её усреднение по окну шириной T/4. Справа перекрытие фазовых состояний. Оно показывает неортогональность близких показаний и повторение одного состояния через период.

Почему два чтения часов требуют нового протокола

Одноразовое условное распределение ещё не задаёт последовательность действий с часами. Чтобы вычислить два чтения, необходимо определить, какое состояние оставляет первое измерение. Это тот же вопрос об инструменте измерения, который возникал во второй главе. Разные физические инструменты могут иметь одинаковые эффекты E(t) и разные последствия для следующей регистрации.

Для конкретности рассмотрим инструмент $K(t) = \sqrt{2/T}|t\rangle\langle t|$. Он реализует указанное POVM, поскольку интеграл K†(t)K(t) равен I. После первого результата t_1 часы оказываются в состоянии $|t_1\rangle$, а система — в своём условном состоянии $|\psi(t_1)\rangle$. Совместное состояние теперь является произведением. Следовательно, корреляционная структура, на которой строился исходный стационарный пример, уже изменилась.

Этот инструмент задаёт внешнюю лабораторную операцию над приготовленной парой. Он не обязан сохранять ограничение нулевой полной

энергии, наложенное на исходное состояние. Для замкнутой реляционной модели нужно включить прибор и память в общее описание взаимодействия и энергетического ограничения. Поэтому пример двух чтений служит проверкой различия между эффектом POVM и измерительным инструментом, а не возражением против стационарного условного формализма.

Если немедленно повторить то же измерение без промежуточной динамики, плотность второго результата равна $[1+\cos\,\omega(t_2-t_1)]/T$. Она не сосредоточена в точке $t_2 = t_1$. Совпадающая метка наиболее вероятна в смысле плотности, но результат распределён по всему периоду. Причина состоит в неортогональности фазовых состояний и устройстве выбранного инструмента, а не в случайном скачке внешнего времени.

Более того, после первого чтения повторное измерение только часов не изменяет отдельное состояние системы, уже отделившейся от них в этом инструменте. Поэтому условная вероятность системного плюса остаётся $P(+|t_1)$, а не превращается автоматически в $P(+|t_2)$. Подстановка второй метки в одноразовую формулу дала бы неверный прогноз для описанной последовательности.

Если между чтениями включить свободную динамику, взаимодействие с памятью или иное измерение, совместное правило изменится. Тогда должны быть указаны гамильтонианы, длительности, операторы регистрации и условность отбора. Исследования измерительных событий относительно квантовых часов как раз показывают, что операционально различные конструкции могут совпадать в идеальном пределе и расходиться для часов с конечными ресурсами. [41]

Таким образом, условное время имеет точный вычислительный смысл, но требует физического протокола. В одном случае сравниваются корреляции множества одинаково приготовленных пар; в другом отслеживается последовательная история одной пары. Тождество этих задач нельзя принимать по умолчанию. Для экспериментальной проверки гипотез о времени описание того, что делает прибор после первого показания, столь же существенно, как его спектр энергий.

$$K(t) = \sqrt{\frac{2}{T}}|t\rangle\langle t|$$

$$p(t_2 \mid t_1) = \frac{2}{T}|\langle t_2 \mid t_1\rangle|^2 = \frac{1+\cos\omega(t_2-t_1)}{T}.$$

(15.8) Плотность относится к двум немедленным последовательным чтениям одним и тем же указанным инструментом, без эволюции между ними. Её интеграл по второму периоду равен единице.

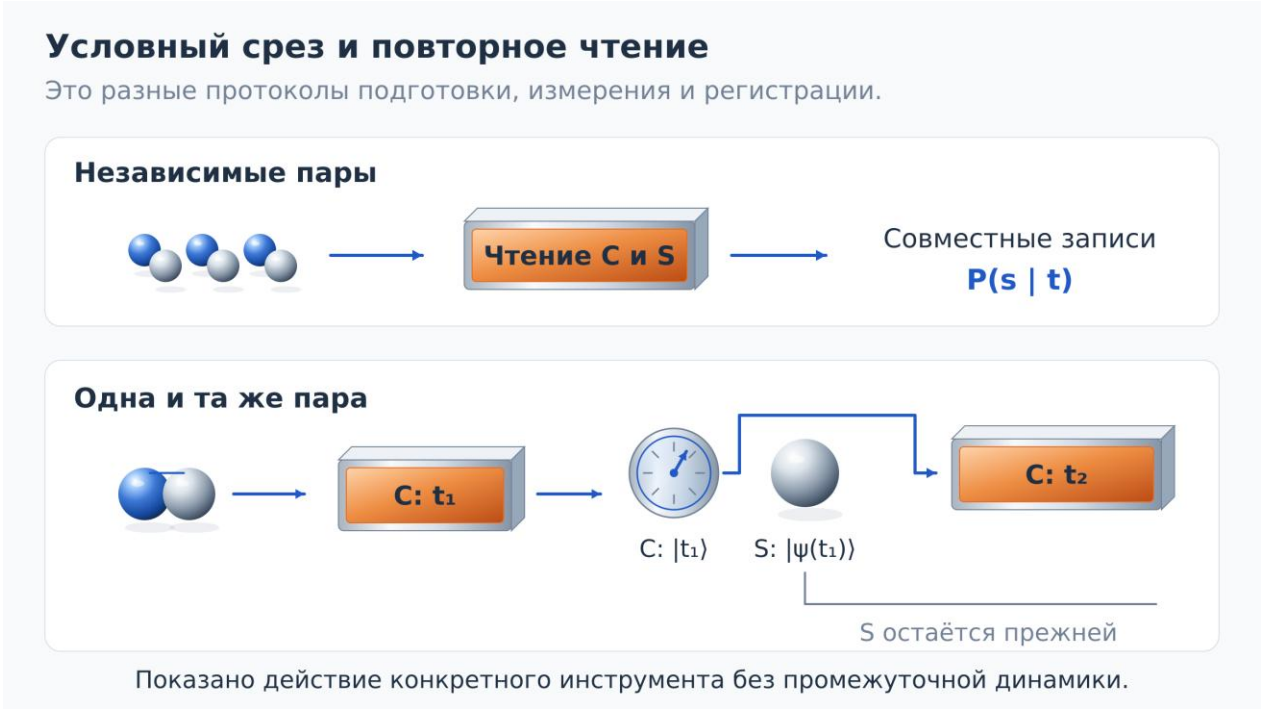


Рисунок 42. Однократный условный срез множества одинаково приготовленных пар и два чтения одной пары являются разными протоколами. Для выбранного в тексте инструмента первое чтение оставляет произведение $|t_1\rangle$ и $|\psi(t_1)\rangle$. При отсутствии промежуточной динамики последующее чтение только часов не переводит систему автоматически в состояние, соответствующее t_2. Рисунок относится к конкретной внешней лабораторной операции.

Когда неточность часов похожа на декогеренцию

Рассмотрим более привычный случай: идеальная система эволюционирует унитарно, но прибор сообщает время с ошибкой. Одному показанию T соответствует распределение возможных длительностей. Тогда усреднённое по этому распределению состояние может иметь меньшую когерентность, чем состояние при точно известном времени. Никакого дополнительного фундаментального разрушения суперпозиции для этого не требуется. Достаточно недостаточной информации о накопленной фазе.

Для гауссовой погрешности вычисление особенно простое. Фаза между двумя энергетическими уровнями пропорциональна их разности и времени. Усреднение комплексной экспоненты по гауссову распределению даёт дополнительный вещественный множитель. Чем больше энергетический разрыв и разброс времени, тем сильнее сглаживаются соответствующие недиагональные элементы. Если разброс постоянен, это фиксированное размытие при считывании; если он увеличивается с длительностью, картина может напоминать нарастающую декогеренцию.

Такой эффект необходимо учитывать при поиске нового физического шума. Совпадение с экспоненциальным затуханием ещё не говорит, что пространство-время случайно на фундаментальном уровне. Нужно независимо оценить нестабильность генератора, синхронизацию, дрейф частоты и задержки электроники. Одновременно нельзя просто объявить любое затухание ошибкой

часов: объяснение должно количественно согласовываться с их калибровкой и с несколькими энергетическими разрывами системы.

Хаусманн, Шмидхубер и Кастро-Руис в работе 2025 года сравнили два способа описания измерительных событий относительно квантовых часов. В идеальном пределе они согласуются, а при ограниченных ресурсах часов могут описывать разные операциональные ситуации и приводить к разным свойствам эволюции. Это показывает важность явной модели измерения. Работа не устанавливает дискретность времени и не превращает любую неунитарность условного описания в нарушение квантовой механики. [41]

$$\overline{\rho}(T) = \int dt\, p(t \mid T) e^{-iHt/\hbar} \rho(0) e^{iHt/\hbar}.$$

(15.9) p(t|T) задаёт классическую неопределённость длительности при показании T. Здесь используется учебная модель погрешности прибора; полноценные квантовые часы могут требовать более общего описания.

$$\overline{\rho}_{mn}(T) = \rho_{mn}(0) e^{-i\omega_{mn}T} \exp\left[-\frac{\omega_{mn}^2 \sigma_t^2}{2}\right]$$

$$\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar}.$$

(15.10) Результат получен для гауссова распределения времени со средним T и дисперсией σ_t^2. Множитель затухания отражает усреднение фазы; он не является самостоятельным свидетельством объективного коллапса.

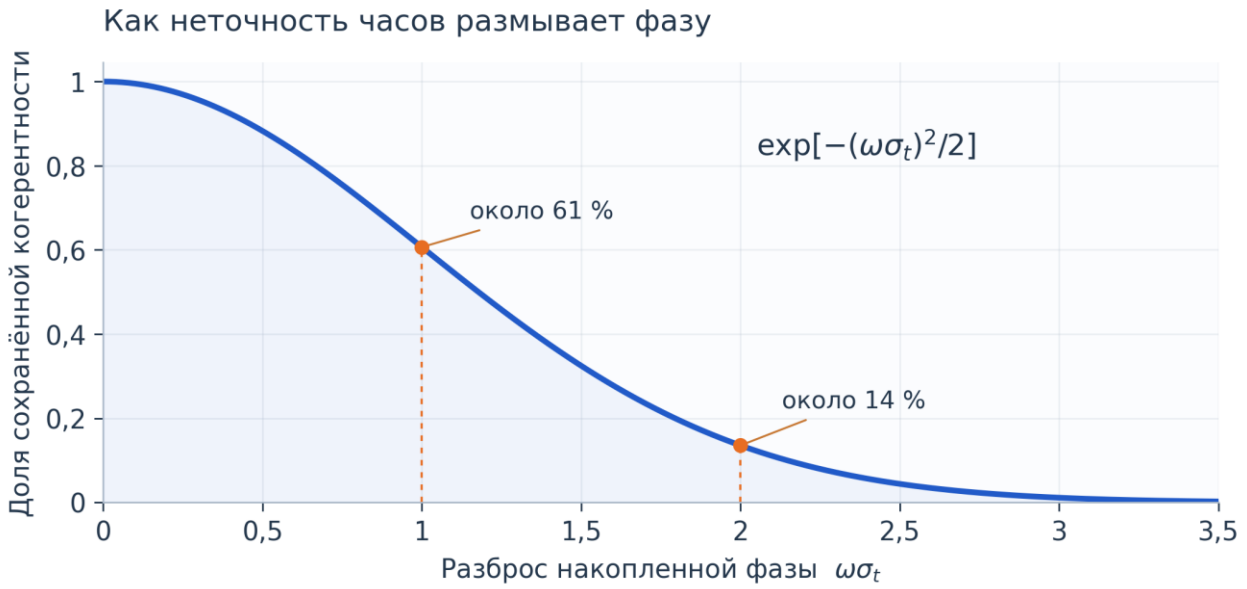


Рисунок 43. Иллюстративный расчёт усреднения фазы по гауссовой неопределённости времени со стандартным отклонением σ_t. Для когерентности с угловой частотой ω сохраняемый множитель равен $\exp[-(\omega\sigma_t)^2/2]$. При $\omega\sigma_t = 1$ он составляет около 0,61, при $\omega\sigma_t = 2$ — около 0,14. Постоянная σ_t описывает фиксированное размытие при считывании; отдельная динамика потери когерентности из этой кривой не следует.

Время изменения и направление времени

Получить зависимость состояния от показания часов — ещё не значит объяснить, почему прошлое оставляет записи, а будущее нет. Это вопрос о направленности процессов, доступной информации и начальных условиях. Уравнение может допускать изменение параметра в обе стороны, тогда как реальная подготовка опыта и образование устойчивой памяти создают выраженную асимметрию. Условное квантовое время и термодинамическая стрела времени связаны, но не являются одним утверждением.

Аналогично, неопределённость порядка событий не должна автоматически толковаться как возможность изменить зарегистрированное прошлое. Чтобы утверждать такой эффект, требуется определить события, систему отсчёта, доступные вмешательства и статистику записей. Непривычная структура корреляций может быть физически важной без парадоксального прочтения. В исследованиях времени особенно полезно начинать с вопроса: какая последовательность показаний приборов отличала бы предложенную модель от обычной?

Время входит в бюджет неопределённостей вместе с расстояниями, массами и состояниями. Устойчивое расхождение с такой моделью даёт основание проверять более общие законы часов и взаимодействий. В следующей главе эти источники неопределённости войдут в единое сравнение моделей.

16 Как сравнивать гравитационные модели

После вывода гравитационной фазы хочется сразу построить график и увидеть границу между классическим и квантовым миром. Однако один график обычно отвечает только на вопрос о выбранных параметрах выбранной модели. Научно значимый результат требует другого масштаба проверки: способна ли хотя бы одна допустимая конкурирующая модель воспроизвести весь набор измерений с той же точностью?

Модель должна выдавать вероятности

Названия «квантовая гравитация» и «классическая гравитация» слишком широки для непосредственного статистического сравнения. Каждое должно быть заменено конкретным правилом эволюции, состоянием на входе и набором операций считывания. Гамильтониан задаёт часть динамики, но сам по себе не содержит ошибок подготовки, потерь и отклика детектора. Предсказанием для опыта служат вероятности регистрируемых исходов при указанных настройках.

В простейшую квантовую гипотезу входит эффективное ньютоновское взаимодействие между квантовыми координатами и независимо обоснованная модель среды. В альтернативную могут входить измерение положения, классическая передача результата и обратное воздействие, создающее среднюю силу. Третья гипотеза может использовать усреднённый источник поля. Каждая конструкция имеет собственные предпосылки. Для сравнения их нужно изложить до подгонки, включая ограничения на свободные параметры.

Общими для соперников должны оставаться калибровочные сведения. Если расстояние измерено с определённой погрешностью, одна модель не может использовать его точное значение, а другая — произвольно менять ради удачного совпадения. Допустимые значения температуры, зарядов, частот и эффективности регистрации образуют единый набор вспомогательных параметров. Различие гипотез должно возникать из динамики, а не из неравных правил обращения с неопределённостью.

Ещё до сложной симуляции полезен контрольный предел. При выключенном взаимодействии независимо приготовленные системы должны вести себя независимо, если среда не связывает их. При нулевом времени модель должна возвращать приготовленное состояние. При снятии предположения об идеальных часах фазовые ошибки должны появляться согласованно. Эти проверки не доказывают физическую правильность, но способны обнаружить ошибку, которая иначе выглядела бы как новое фундаментальное свойство.

Одинаковая сила и разный шум

Средняя сила особенно слаба как единственный критерий. Можно построить разные механизмы, которые одинаково меняют средний импульс тела. При этом распределение импульса, корреляции с другим телом и скорость потери

когерентности будут различаться. Поэтому измерение притяжения не завершает проверку модели. Оно фиксирует одну из её характеристик, после чего оставшиеся наблюдаемые должны согласоваться с тем же набором параметров.

В модели Кафри—Тейлора—Милберна гравитационная связь двух механических систем представлена через непрерывное измерение и классическую обратную связь. Такая конструкция воспроизводит взаимодействие с дополнительной декогеренцией и нагревом и не создаёт запутанность из независимых состояний. Это определённая модель классического канала. Её исключение не было бы автоматическим исключением всех логически возможных неквантованных описаний геометрии. [42]

Связь между силой и шумом делает альтернативу проверяемой. Если для получения нужной силы приходится усиливать измерение, меняется его обратное воздействие. Если ослабить измерение, ухудшается информация, используемая при обратной связи. В конкретной модели эти вклады дают количественный компромисс. Поэтому нельзя независимо уменьшать все шумы до нуля, сохраняя ту же классическую передачу взаимодействия. Проверять нужно именно совместное ограничение.

Более общие ограничения между декогеренцией и диффузией исследованы Оппенгеймом и соавторами для согласованных классико-квантовых динамик. В применении к гравитации это мотивирует сопоставление когерентности материи с флуктуациями классического сектора. Применимость результата зависит от принятого математического класса и формы связи. Слова «самая общая теория» без перечисления этих предпосылок не должны заменять расчёт конкретного наблюдаемого. [43]

Минимальный шум заданного классического канала

Для количественного сравнения сначала следует развести полную положительность и классическое посредничество. Неотрицательная матрица D обеспечивает допустимость определённого шумового генератора. Она не запрещает добавленному гамильтониану создавать запутанность. Простейший контрпример — $D = 0$ и взаимодействие Kx_1x_2: эволюция унитарна и полностью положительна, но подходящее произведение пространственных суперпозиций становится запутанным.

В симметричной линейной модели Кафри—Тейлора—Милберна положение каждого объекта непрерывно измеряется, а классический результат используется для силы обратной связи на другой объект. Обозначим положительную силу измерения через μ; она имеет те же единицы, что коэффициент K. Вклад измерения в коэффициент двойного коммутатора пропорционален μ, а вклад шума обратной связи — K^2/μ. Уменьшение одного увеличивает другой. [42]

В принятой здесь нормировке коэффициент перед суммой $[x_j,[x_j,\rho]]$ равен $\mu/(2\hbar)+K^2/(8\hbar\mu)$. Минимум по μ находится при $\mu = |K|/2$ и равен $|K|/(2\hbar)$. Сравнение с определением генератора через D даёт $D_{11} = D_{22} = \hbar|K|/2$, $D_{12} = 0$.

Таким образом, сила и минимальный шум связаны; выбор произвольно малой D при том же K уже не описывает этот классический канал.

Коэффициент K получается из ньютоновской энергии при малых смещениях вокруг расстояния d. Постоянный член не влияет на динамику, линейные члены и отдельные квадратичные вклады входят в локальные силы и частоты. Перекрёстный член имеет вид Kx_1x_2, где $K = 2Gm_1m_2/d^3$ при согласованной ориентации координат. Знак может измениться при переопределении одной оси; минимальный шум зависит от модуля K.

Эта конструкция не претендует на классификацию всех гибридных теорий. Она задаёт конкретную альтернативу с одинаковым ньютоновским взаимодействием в линейном режиме и обязательным дополнительным шумом. Для рассматриваемых узких ветвей её предсказания можно проверить напрямую: матрица состояния получается из того же фазового решения, но с определённым K локальным затуханием. Такой расчёт особенно полезен, поскольку не требует судить о классичности по названию уравнения.

$$a(\mu) = \frac{\mu}{2\hbar} + \frac{K^2}{8\hbar\mu} \geq \frac{|K|}{2\hbar}$$

$$\mu_{\text{opt}} = \frac{|K|}{2}.$$

(16.1) Здесь a — коэффициент перед $[x_j,[x_j,\rho]]$, а μ — сила непрерывного измерения в нормировке данной модели. Это не скорость γ из модели фазового затухания.

$$H_{\text{int}} = K x_1 x_2$$

$$K = \frac{2Gm_1m_2}{d^3}$$

$$D_{11} = D_{22} = \frac{\hbar|K|}{2}, D_{12} = 0.$$

(16.2) Минимальные значения D относятся к симметричному линейному каналу измерения и обратной связи. При их увеличении канал остаётся более шумным; уменьшение не является допустимой свободной настройкой той же конструкции.



Рисунок 44. Сравнение эффективной унитарной связи и конкретного канала измерения с обратной связью КТМ. В нижних и верхних трактах справа каждый объект измеряется, а классическая запись используется для воздействия на другой. Возмущение измерения и шум обратной связи образуют совместное ограничение; их нельзя независимо устранить при сохранении этой модели силы. Схема не классифицирует все возможные классико-квантовые теории.

Коррелированный шум двух масс

В главе 11 связь декогеренции с диффузией была рассмотрена для одного тела. Для двух масс появляется новая проверяемая величина: корреляция действующих на них случайных сил. В марковской модели белого шума она входит в вещественную симметричную матрицу D. Диагональные элементы описывают собственную диффузию каждого импульса, а перекрёстный элемент D_{12} — совместное изменение импульсов. Это стандартное расширение того же генератора открытой системы.

Матрица D должна быть положительно полуопределённой. Для двух масс это означает неотрицательные диагональные элементы и ограничение на квадрат перекрёстного коэффициента. Поэтому общую случайную силу нельзя подгонять независимо от шумов отдельных тел. Если предложенный набор коэффициентов нарушает это условие, он не задаёт физически допустимый канал данной формы. Такие ограничения особенно полезны, когда коррелированным шумом пытаются объяснить наблюдаемый остаток.

Действие генератора в координатном представлении даёт скорость затухания каждой когерентности через разность двух пространственных конфигураций. Между LL и RR смещения обоих тел имеют одинаковое направление, а между LR и RL — противоположное. При положительном D_{12} первая когерентность затухает быстрее, вторая медленнее; при отрицательном знак различия

меняется. Измерение обеих скоростей позволяет проверить перекрёстный коэффициент, который по отдельному затуханию одной массы не определяется.

Тот же D_{12} задаёт рост ковариации импульсов. Значит, корреляции движений и контраст совместных пространственных альтернатив должны согласоваться с одной матрицей D. Для равных расстояний s разность двух указанных скоростей пропорциональна $4D_{12}s^2/\hbar^2$. Это следствие стандартного генератора и средство проверки согласованности, а не самостоятельный новый закон. При конечной ширине пакетов и меняющихся траекториях требуется соответствующий расчёт всей последовательности.

Совпадение этих зависимостей ещё не устанавливает происхождение шума: одну и ту же матрицу могут давать разные физические источники. Нужны дополнительные изменения геометрии, расстояния и спектра управления. Полное исключение коррелированных фонов без основания способно создать ложное ощущение уникальности сигнала. Допуск произвольной новой матрицы для каждой серии, напротив, уничтожает предсказательность. Проверяемая модель использует общие параметры и ограничения независимых калибровок.

$$\mathcal{C}_D(\rho) = -\frac{1}{\hbar^2}\sum_{i,j=1}^{2} D_{ij}[x_i,[x_j,\rho]]$$

$$D = D^T \succeq 0.$$

(16.3) Показана шумовая часть марковского генератора; гамильтонова динамика добавляется отдельно. D — вещественная матрица с размерностью импульса в квадрате, делённого на время. Для двух масс необходимы $D_{11} \geq 0$, $D_{22} \geq 0$ и $D_{11}D_{22} \geq D_{12}^2$.

$$\Gamma_{ab,cd} = \frac{\delta\mathbf{x}^T D \delta\mathbf{x}}{\hbar^2}$$

$$\delta\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x_{1a} - x_{1c} \\ x_{2b} - x_{2d} \end{pmatrix}.$$

(16.4) Скорость относится к элементу матрицы плотности между двумя узкими пространственными конфигурациями (a,b) и (c,d) с фиксированными координатами. Положительная полуопределённость D гарантирует неотрицательность всех таких скоростей, связывая их между собой.

$$\left.\frac{d\mathrm{Cov}(p_i,p_j)}{dt}\right|_D = 2D_{ij}$$

$$\Gamma_{LL,RR} - \Gamma_{LR,RL} = \frac{4D_{12}s^2}{\hbar^2}.$$

(16.5) Последнее равенство предполагает одинаковые разнесения s для обеих масс и одинаковое направление от L к R. Первая формула описывает только вклад данного шумового генератора; взаимодействие и другие процессы могут также менять ковариации.

Общий режим для двух динамик

В большом четырёхветвевом примере главы 14 отношение s/d равно 250/450. Малое пространственное разложение недооценивает точную фазу примерно на 30,9 %. Поэтому сравнение его точной фазы с линейным каналом KTM смешало бы отличие теорий с ошибкой приближения. Для совместного расчёта здесь выбрано s/d = 0,05: d = 450 мкм и s = 22,5 мкм. Массы сохранены равными 10^{-14} кг.

Теперь относительное отличие линейной фазы от точной четырёхветвевой равно 0,25 %. Обе динамики используют именно линейный гамильтониан, одинаковую подготовку $|{+}{+}\rangle$, те же локальные оси и одинаковый отклик регистрации. Локальные ветви считаются фиксированными и узкими. Предположение об их удержании не выводится из свободной эволюции; оно является частью сравниваемого идеализированного протокола.

Если координаты ветвей каждого объекта равны ±s/2, взаимодействующая фаза составляет $\Delta\text{lin} = -\text{K}s^2t/\hbar$. Минимальный шум KTM уменьшает одночастичную когерентность в $\text{vKTM} = \exp[-|\text{K}|s^2t/(2\hbar)]$ раз. Поэтому $\text{vKTM} = \exp(-|\Delta\text{lin}|/2)$. В унитарной гипотезе этот дополнительный множитель отсутствует. Любой независимо обоснованный общий фазовый фон можно затем применить к обеим динамикам одинаково.

Из формулы сразу следует проверка: положив $x = |\Delta\text{lin}|/2$, получаем $\text{SKTM} = \exp(-2x)+2\exp(-x)|\sin x| \le 1$, поскольку $|\sin x| \le \sinh x$ при $x \ge 0$. Для данной семьи модель не пересекает границу свидетеля при любой выдержке. Это прямой вывод из её динамики, а не предположение, внесённое в процедуру регистрации.

$$\Delta_{\text{lin}} = -\frac{K s^2 t}{\hbar}$$

$$\nu_{\text{KTM}} = \exp\left[-\frac{|K| s^2 t}{2\hbar}\right] = e^{-|\Delta_{\text{lin}}|/2}.$$

(16.6) Обе формулы используют один малый пространственный параметр. Для точной четырёхветвевой ньютоновской фазы $\Delta\text{exact} = \Delta\text{lin}/[1-(s/d)^2]$.

$$S_{\text{KTM}} = e^{-2x} + 2e^{-x}|\sin x| \le 1$$

$$x = \frac{|\Delta_{\text{lin}}|}{2}.$$

(16.7) Неравенство следует из $e^x - e^{-x} = 2\sinh x$ и $|\sin x| \le \sinh x$. Добавление одинакового локального фазового шума и симметричных ошибок регистрации не увеличивает S для этой семьи.

Численное сравнение силы, когерентности и корреляций

Для выбранных масс и расстояния $\text{K} = 1{,}46487\cdot10^{-28}$ Н/м. Общая ведущая сила равна $3{,}29595\cdot10^{-32}$ Н. По этим величинам две гипотезы не различаются. Их отличие возникает в совместном состоянии и диффузии: минимальный канал

КТМ имеет $D_{11} = D_{22} = 7{,}72404 \cdot 10^{-63}$ кг²·м²/с³ и добавляет к дисперсии каждого импульса величину ħ|K|t.

В таблице сначала показан идеальный предел без общего фонового затухания и без ошибок регистрации. При двухсекундной выдержке эффект мал: идеальная мера запутанности унитарной модели составляет около 0,000703. Увеличение времени в вычислении усиливает расхождение корреляций, но одновременно делает экспериментальные предположения об удержании и когерентности строже. Строка с 200 секундами демонстрирует динамическую зависимость модели; она не означает, что такая суперпозиция уже подготовлена и сохранена в лаборатории.

Фаза в обоих столбцах одна и та же. В унитарном случае S = 1+2|sin(Δlin/2)|. В случае КТМ необходимое затухание удерживает S не выше единицы. При 200 секундах эти значения равны примерно 1,140527 и 0,999784. Близость второго числа к границе не означает скрытого малого нарушения: его знак проверяется аналитическим неравенством предыдущего раздела.

Дисперсия импульса даёт дополнительную проверку. При той же выдержке канал добавляет около $3{,}09 \cdot 10^{-60}$ кг²·м²/с² к каждой локальной дисперсии. Собственная шумовая перекрёстная добавка равна нулю, поскольку $D_{12} = 0$. Полная ковариация движений, однако, может меняться из-за взаимодействия и исходного состояния. Поэтому нулевой перекрёстный элемент шумовой матрицы нельзя отождествлять с отсутствием всех корреляций импульсов.

Нагрев, свидетель и сила должны анализироваться с одной и той же массой и геометрией. Если в реальной установке неизвестный фон полностью перекрывает предсказанную диффузию, соответствующая энергетическая проверка теряет чувствительность. Свидетель при этом может оставаться полезным, если локальные когерентности и считывание достаточно хороши. Совместное использование наблюдений ценно тем, что проверяет согласованность механизма, а не гарантирует преимущество каждого канала в любой ситуации.

$$\Delta \mathrm{Var}(p_j)\big|_{\mathrm{KTM}} = 2 D_{jj} t = \hbar |K| t$$

$$\Delta \mathrm{Cov}(p_1, p_2)\big|_{D} = 0.$$

(16.8) Показан только прямой вклад шумового генератора. Эти величины не включают движение, удерживающие потенциалы и дополнительные каналы среды.

Две динамики при общей линейной геометрии

t, с	|Δlin|, рад	C_0	vKTM	Sунит	SKTM
2	0,001406	0,000703	0,999297	1,001406	0,9999999998
20	0,014064	0,007032	0,992993	1,014064	0,9999997698
200	0,140643	0,070263	0,932094	1,140527	0,9997839124

C_0 относится к чистой унитарной модели. Для KTM состояние смешанное, поэтому это число не является его мерой запутанности.

Настройки следует выбирать по различимости

Допустим, при одном времени две гипотезы предсказывают одинаковую видимость интерференции. Увеличение числа повторений уточнит это совпадение, но не обязательно поможет выбрать объяснение. Полезнее изменить настройку, при которой зависимости расходятся: время, разделение пакетов, массу или последовательность управляющих импульсов. Правильный вопрос к симуляции состоит в том, какое новое измерение сильнее всего сокращает область совместимости гипотез.

Для предварительного расчёта можно собрать в вектор несколько наблюдаемых: фазу, видимость, спиновые корреляции и ширину импульсного распределения. Затем оценить, насколько далеко предсказание одной модели находится от ближайшего предсказания соперника с учётом всех разрешённых вспомогательных параметров. Расстояние должно учитывать погрешности и их корреляции. Две визуально разные кривые могут оказаться статистически неразличимыми, а небольшое устойчивое различие — информативным.

Минимизация по параметрам соперника принципиальна. Сравнение с одним неудобным для него набором чисел проверяет только этот набор. Сильный результат выдерживает попытку альтернативы выбрать наиболее благоприятные значения внутри независимо обоснованных границ. При этом границы нельзя расширять после каждого неудачного прогноза без физической причины. Иначе гипотеза превращается в способ переписать любые данные и теряет проверяемость.

Приведённая ниже квадратичная мера удобна при приблизительно гауссовых ошибках и известной ковариации. Она служит проектированию, а не универсальным объявлением значимости. Для редких регистраций, нелинейных оценок и параметров на границе допустимой области требуется полное правдоподобие и калибровка статистики на моделируемых данных. Порог решения зависит от всей процедуры, включая выбор настроек и число проверенных вариантов.

$$\mathcal{D}^2(\mathbf{u}) = \min_{\theta \in \Theta_B} [\mathbf{f}_A(\mathbf{u}) - \mathbf{f}_B(\mathbf{u}, \theta)]^T \Sigma^{-1} [\mathbf{f}_A(\mathbf{u}) - \mathbf{f}_B(\mathbf{u}, \theta)].$$

(16.9) u задаёт настройки опыта, f — вектор предсказаний, θ — разрешённые параметры альтернативы B, Σ — ковариацию ожидаемых ошибок. Это показатель различимости выбранных моделей в выбранном приближении, а не новая физическая константа.

Сравнение с учётом общей калибровочной области

Чтобы проверить устойчивость различия, можно разрешить соперничающей модели выбрать наиболее благоприятные параметры внутри заранее заданной области. Для примера при t = 200 с введены три общих входа: масштаб взаимодействия a, видимость внешнего фазового фона vфон и вероятность ошибки одного зарегистрированного знака ε. Предполагается, что независимая калибровка ограничила их интервалами 0,98–1,02; 0,98–1,00 и 0,005–0,015 соответственно. В этом вычислении интервалы заданы как условия задачи, а не получены из реальной установки.

Опорная унитарная модель использует a = 1, vфон = 0,99 и ε = 0,01. Для альтернативы КТМ разрешено свободно выбрать значения в тех же интервалах; её обязательный множитель exp(−|aΔlin|/2) дополнительно умножает vфон. Все предсказания переводятся в четыре вероятности каждой из трёх настроек. Тем самым сравниваются распределения исходов, а не восстановленные меры запутанности с разными предпосылками.

Минимизация среднего по настройкам расхождения Кульбака—Лейблера даёт 0,00610171 нат на зарегистрированную пару. Лучшее найденное предсказание КТМ находится на границе области: a = 0,98, vфон = 1 и ε = 0,005. Оно использует наиболее благоприятные для сохранения корреляций настройки, но распределения всё равно не совпадают. Расчёт повторён из нескольких начальных точек; это проверка численной устойчивости в данной небольшой области.

Положительное расхождение также поддерживается независимым от оптимизатора аргументом. Опорная модель даёт зарегистрированный S = 1,074900, тогда как рассматриваемый канал не может превысить единицу даже при идеальном считывании. Поэтому точного совпадения распределений в указанной семье нет. Численная минимизация оценивает размер несовпадения; свидетель устанавливает его наличие.

Информационное расстояние не является вероятностью ошибки и не должно превращаться в «число сигм» без статистической процедуры. Оно показывает ожидаемую разницу средних логарифмических правдоподобий при выбранном распределении настроек. Для конечной выборки нужны исходные числа событий, правило решения и его калибровка. Один такой завершённый пример для свидетеля уже приведён в главе 14; здесь решается другая задача — устойчивость физических предсказаний к разрешённой калибровочной неопределённости.

$$\overline{D}_{\mathrm{KL}} = \min_{\theta\in\Theta} \frac{1}{3} \sum_{u\in\{XX,YZ,ZY\}} \sum_{a,b} P_A(a,b\mid u) \ln \frac{P_A(a,b\mid u)}{P_B(a,b\mid u,\theta)}.$$

(16.10) Θ — общая заранее заданная калибровочная область. Настройки здесь имеют одинаковый вес; при иных ресурсах и частотах использования их веса должны быть изменены.

Область, где этот протокол перестаёт помогать

Влияние среды удобно представить на плоскости выдержки t и скорости внешнего фазового затухания γфон. Для унитарной модели v = exp(−γфонt), а зарегистрированный показатель при заданной ошибке считывания равен η²[v²+2v|sin(κt/2)|], где κ = |K|s²/ħ. Линия S = 1 разделяет область, где данный свидетель имеет положительный запас, и область, где увеличение числа повторений само по себе не создаст нарушения.

При очень короткой выдержке фаза мала, а конечная ошибка считывания уже уменьшает исходные корреляции. Поэтому даже идеальная когерентность не гарантирует доступного свидетеля на коротких временах. При длинной выдержке фазовый ресурс растёт лишь до определённых максимумов, тогда как накопленный фон продолжает уменьшать видимость. В результате существует область полезных времён, которая с ростом γфон сужается и может исчезнуть.

График построен для того же отношения s/d = 0,05 и ошибки регистрации 1 % на знак. У альтернативы КТМ применяется тот же внешний фон, поэтому её кривая остаётся по другую сторону границы. Если же унитарная гипотеза оказывается ниже границы, это означает недостаточность данного свидетеля. Полные распределения или наблюдения импульсной диффузии ещё могут различаться; для утверждения полной неразличимости требуется сравнить весь выбранный набор данных.

Такой результат завершает вычислительную постановку на её собственном уровне: заданы динамики, приготовление, измерения, калибровочная область и причина потери чувствительности. Перенос в эксперимент требует подставить фактические характеристики удержания, фоновых взаимодействий и выхода событий. При этом уже ясно, какие параметры должны быть измерены и какой вывод разрешает каждый исход. Дальнейшее расширение модели имеет смысл, когда оно отвечает конкретному ограничению этой карты.

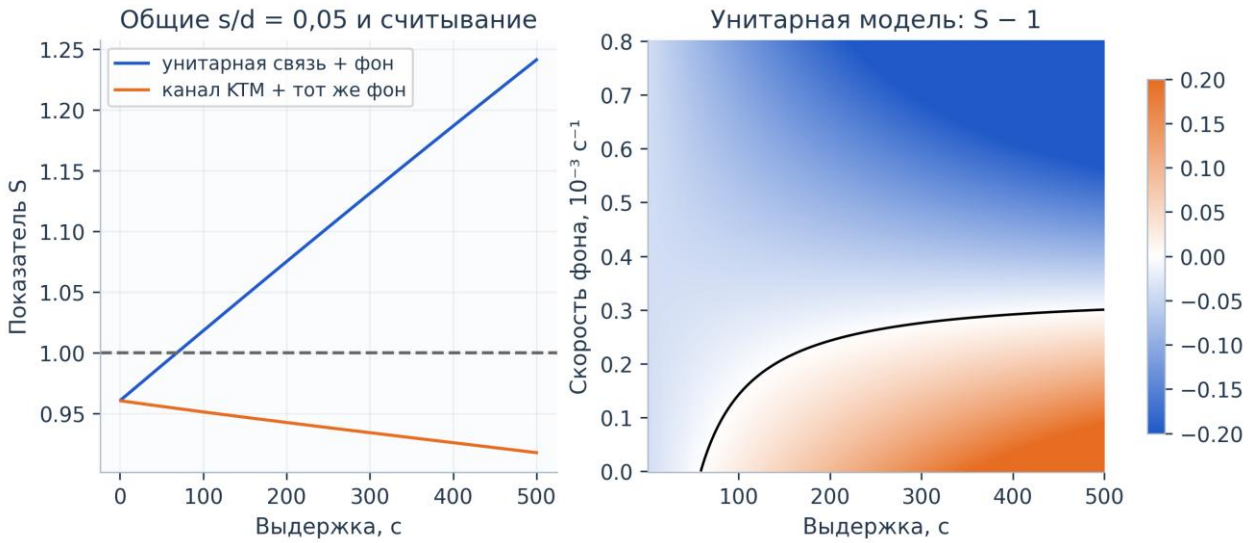


Рисунок 45. Сравнение двух динамик при общем s/d = 0,05 и ошибке считывания 1 % на знак. Слева одинаковый внешний фазовый фон γфон = 5·10⁻⁵ с⁻¹ применяется к унитарной связи и каналу KTM. Справа карта S−1 для унитарной модели; чёрная линия — порог конкретного свидетеля. Длинные выдержки иллюстрируют модельную зависимость и не объявляются реализованными характеристиками.

От симуляции к воспроизводимому результату

Расчёт этой главы реализован в приложенной программе gravity_v02.py. Один набор входов порождает таблицы фаз, вероятности исходов, минимальное расхождение моделей и карту порога. Программа также проверяет спектр частично транспонированной матрицы в 651 точке, нормировку вероятностей и двухуровневого часового POVM. Совпадение аналитического и матричного спектров контролируется абсолютным допуском; это отделяет предсказание модели от ошибок вычисления.

Физические константы, начальное состояние генератора случайных чисел, калибровочные интервалы и моделируемые отсчёты сохранены вместе с результатами. Числа искусственной выборки отделены от параметров динамики. Поэтому тот же набор наблюдений можно анализировать другим критерием, не принимая заранее восстановленную меру запутанности за исходные данные. Моделируемые отсчёты не обозначаются экспериментальными.

Независимые проверки включают положительность обычной матрицы состояния, сумму вероятностей, известный чистый предел и аналитическое неравенство для KTM. Производные геометрического бюджета сверены конечными разностями. Профиль информационного расстояния вычислен из нескольких начальных точек. Для точечной модели это достаточные проверки заявленных чисел; распространение конечных пакетов или динамика удержания потребуют собственных проверок сходимости.

Результат содержит положительный пример нарушения свидетеля, его конечную статистику и область утраты чувствительности. Эти три части отвечают разным вопросам: возможен ли эффект в модели, достаточно ли выбранного числа событий и какие характеристики устройства его стирают. Их

совместное предъявление делает вычислительный пример завершённым, сохраняя открытым вопрос о реализации соответствующих условий.

Когда отсутствие различия становится ответом

В выполненном сравнении найдена область, где унитарная ньютоновская связь и конкретный канал измерения с обратной связью дают несовместимые корреляции при общей геометрии, подготовке и регистрации. Это результат о выбранных динамиках. Он не распространяется автоматически на всякое описание, называющее поле классическим, и не устанавливает достижимость предположенных длительностей и уровней фона.

По другую сторону линии $S = 1$ этот свидетель уже не даёт положительного результата, даже если бесконечно точно определить его среднее. Для данного инструмента это содержательная граница. Полная неразличимость была бы более сильным утверждением: для неё потребовалось бы совпадение всех доступных распределений после учёта разрешённых параметров. Различение этих двух случаев помогает выбрать следующую операцию — улучшить считывание, измерить диффузию или изменить геометрию.

Фундаментальный вывод приобретает точность, когда можно назвать состояние на входе, динамику, исходы детектора и класс исключённых альтернатив. Следующая часть книги применяет ту же логику к пространственному шуму и управлению временными корреляциями. Смысл расширения состоит в том, чтобы новые измерения проверяли общие физические параметры и не подменялись независимой подгонкой каждой серии.

Гравитационный опыт становится проверкой основания теории, когда известны не только ожидаемый сигнал, но и пределы его интерпретации. Сила, фаза, когерентность, шум и показания часов должны составлять одно согласованное предсказание. Тогда даже небольшой измеримый эффект способен существенно изменить набор допустимых физических объяснений.

Часть IV Проверяемая исследовательская программа

17 Гипотеза универсального пространственного шума

Универсальный закон принимает численное обязательство: параметры, найденные в одной серии, должны предсказывать другую. В этой главе массовая модель превращается в совместное правдоподобие двух объектов. Полный пример исходных отсчётов разобран в главе 19, а проверка частоты ошибок — в главе 21.

Что именно предлагается проверить

Рабочая гипотеза состоит в следующем: после количественного учёта доступных взаимодействий со средой существует дополнительная компонента потери пространственной когерентности, параметры которой общие для различных материальных объектов. В простейшем варианте она связывается с распределением массы и задаётся интенсивностью и пространственным масштабом корреляций. Слово «универсальная» означает одинаковый закон связи, а не одинаковую скорость затухания у молекулы, наночастицы и механического резонатора. Их массы, формы и движения различны, поэтому различаться должны и наблюдаемые эффекты.

Исторически непрерывная спонтанная локализация уже была сформулирована как стохастическое изменение квантовой динамики. Работа Гирарди, Пирла и Римини 1990 года относится к основаниям этой программы [21]. Предлагаемое здесь направление не присваивает себе такую идею. Его возможный вклад следует искать в способе совместной проверки, выборе независимых наблюдений и доказуемой устойчивости вывода к моделям среды. Научная новизна конкретного протокола должна быть установлена отдельным сопоставлением с литературой.

Одна изолированная установка предоставляет слишком много свободы объяснению. Неучтённое электрическое поле, остаточный газ или ошибка температуры могут выглядеть как добавочный параметр. При переходе к другой установке такие обстоятельства обычно требуют нового описания. Универсальная гипотеза, напротив, принимает обязательство: найденные фундаментальные параметры нельзя произвольно перенастраивать для каждого устройства. Разрешено менять измеренные свойства объекта и известные параметры оборудования; общий закон остаётся тем же.

Одна пара параметров для разных тел

Удобная начальная параметризация использует интенсивность λ и длину r_C. На этом этапе они являются координатами проверяемой модели. Их существование не предполагается доказанным. Для каждого эксперимента рассчитывается собственное предсказание, причём оно включает распределение массы, траектории ветвей состояния, время наблюдения и способ регистрации.

Совместный анализ должен находить одну область допустимых значений λ и r_C, согласованную со всеми выбранными наблюдениями.

Это требование сильнее фразы «во всех опытах остаётся немного шума». Остатки могут возникнуть по разным причинам и не иметь общей структуры. Общность проверяется количественно. Если одна серия требует увеличения интенсивности при неизменном масштабе, а другая исключает такое увеличение при надёжно учтённых погрешностях, появляется конфликт. Его нельзя скрывать усреднением несовместимых оценок. Сначала исследуются возможные ошибки конкретного опыта, затем пересматривается сама универсальная модель.

Нужен также заранее выбранный диапазон применимости. Нерелятивистская модель жёсткого тела не обязана описывать рождение частиц, сильные гравитационные поля или разрушение самого объекта. Такие ограничения допустимы, если записаны до сравнения с данными. Они становятся проблемой, когда добавляются после каждого неудачного предсказания. Исследовательская программа должна отличать честное уточнение приближения от бесконечного расширения условий, при которых гипотеза якобы имеет право работать.

Геометрия вместо одной только массы

Рассуждение «более тяжёлый объект должен терять когерентность быстрее» полезно лишь как первое приближение. При связи шума с плотностью массы существенна вся пространственная структура тела. Разные его участки могут находиться внутри одной области корреляции или далеко за её пределами. Поэтому компактный объект и вытянутая конструкция одинаковой массы способны давать разные предсказания. Именно это различие предоставляет дополнительную проверку, которая отсутствует в простом графике зависимости от массы.

Для жёсткого тела введём плотность $\mu(\mathbf{x})$ и её преобразование Фурье $\tilde{\mu}(\mathbf{k}) = \int d^3x \mu(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$. Следующее выражение задаёт конкретную гауссову модель локализации при сдвиге двух одинаковых распределений на вектор $\mathbf{d}$. Оно используется как рабочее определение для дальнейших расчётов. Все множители выписаны так, чтобы для точечного распределения массы получался пространственный закон главы 10. Формула имеет размерность обратного времени.

Если размеры тела малы по сравнению с r_C, в значимой области интеграла можно заменить $\tilde{\mu}$ полной массой. Возникает привычное квадратичное усиление. При увеличении размеров такая замена перестаёт быть законной. Тогда необходимо учитывать реальную форму, неоднородность, ориентацию и возможные внутренние движения. Ошибка формы способна имитировать нарушение универсальности. Поэтому сравнение разных тел должно использовать измеренные геометрические данные, а не только паспортную массу.

$$\Gamma_\mu(\mathbf{d}) = \frac{\lambda r_C^3}{\pi^{3/2} m_0^2} \int d^3k e^{-r_C^2 k^2} |\tilde{\mu}(\mathbf{k})|^2 [1 - \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{d})].$$

(17.1) Рабочая скорость локализации для гауссова пространственного ядра. Опорная масса m_0 фиксирует нормировку λ. Предполагаются жёсткое тело, одинаковая форма в обеих ветвях и применимость эффективной нерелятивистской динамики.

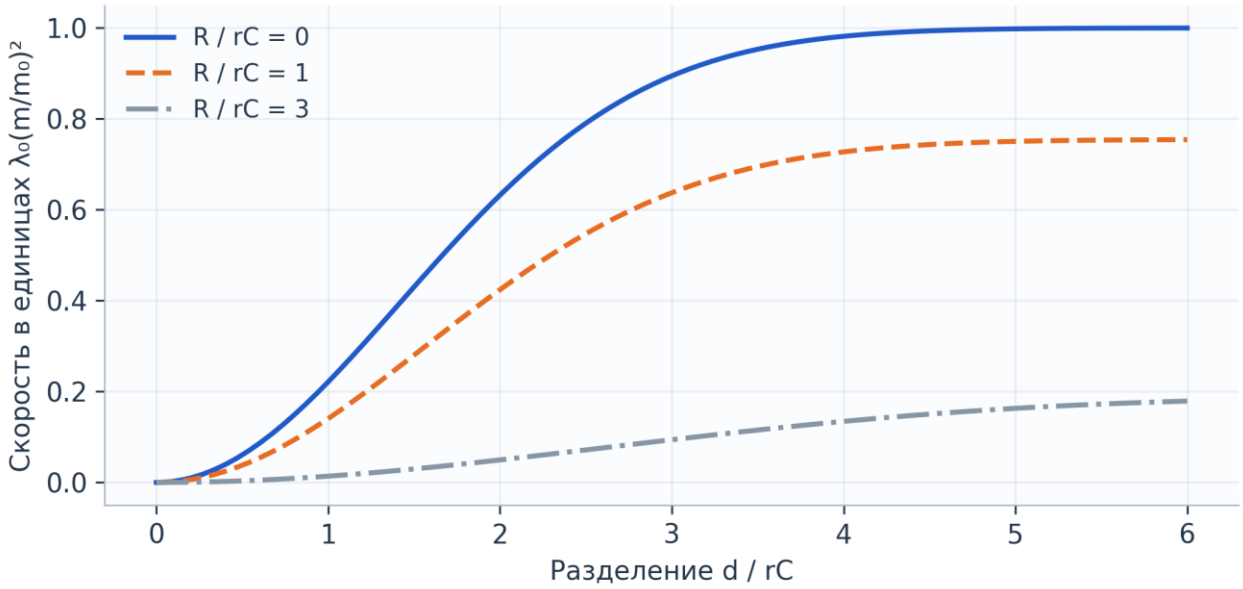


Рисунок 46. Влияние конечного размера однородной сферы при одинаковой полной массе. Радиус R изменяет массовый форм-фактор, поэтому компактный закон нельзя переносить на любые тела.

Какие корреляции физически допустимы

Свободно нарисовать корреляционную функцию недостаточно. Пусть некоторое поле действует в нескольких точках. Дисперсия любой взвешенной суммы его значений должна быть неотрицательной. Это требование ограничивает одновременно все элементы корреляционной матрицы. Проверка только соседних пар не гарантирует согласованности всей системы. В вычислительной модели подобное нарушение может оставаться незаметным до тех пор, пока не рассматривается достаточно много пространственных точек.

Для однородного стационарного гауссова поля удобен спектральный способ задания: пространственная корреляция получается как преобразование неотрицательной спектральной плотности. Гауссово ядро удовлетворяет этому условию. Более сложную форму, например несколько масштабов корреляции, можно строить как сумму допустимых компонент с неотрицательными весами. Однако введение каждого дополнительного масштаба увеличивает свободу подгонки. Такая модель должна выигрывать на новых наблюдениях, а не только лучше описывать использованные при настройке точки.

Даже допустимость корреляций решает лишь часть задачи. Для предлагаемой квантовой эволюции необходимо проверить сохранение следа и положительности матрицы плотности, включая её расширение вспомогательной

системой. Корректное ансамблевое уравнение ещё не задаёт физический механизм возникновения отдельного результата измерения. Также из него автоматически не следуют релятивистская согласованность и закон сохранения энергии полной системы. Эти требования следует держать отдельно, чтобы успех одной математической проверки не подменял остальные.

$$\sum_{i,j} a_i^* C(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) a_j \geq 0$$

для любых $\{a_i, \mathbf{r}_i\}$.

(17.2) Условие положительной полуопределённости пространственной корреляции. Оно исключает отрицательную дисперсию любой линейной комбинации значений поля.

Предсказание для нового объекта

Наиболее содержательная проверка строится с заранее отложенной серией. Например, параметры оцениваются по двум распределениям массы и нескольким траекториям, после чего вычисляется видность для третьей формы. До открытия новой серии фиксируются диапазон предсказания, параметры калибровки и правило сравнения. Если после получения результата разрешить свободно менять интенсивность или пространственное ядро, проверка потеряет смысл: третье тело превратится в ещё один материал для настройки.

Выбор такого тела должен учитывать различимость моделей. Два почти одинаковых образца могут давать практически пропорциональные ответы при всех рассматриваемых механизмах. Их согласие будет слабым испытанием. Полезнее найти геометрию, для которой модель массовой локализации и допустимые модели среды предсказывают разные изменения. Например, изменение формы при сохранении массы может по-разному воздействовать на пространственный формфактор и на оптическое рассеяние. Какое различие окажется полезным, должен показать расчёт конкретного материала и установки.

Сопоставление возможностей различных опытов имеет известные предшественники. Ниммрихтер и Хорнбергер предложили оценивать макроскопичность через способность эксперимента ограничивать определённые модификации квантовой механики [46]. Для данной программы из этого следует практический ориентир: масштаб тела сам по себе не является мерой научной силы опыта. Важнее, какую область параметров он проверяет и насколько независимо от прежних наблюдений делает это.

Общие параметры и независимые окружающие условия

Для расчётной проверки выбраны два компактных объекта с отношением масс 1 к 1,4. Под компактностью здесь понимается малость каждого размера относительно всех проверяемых длин корреляции. Это условие позволяет использовать точечный предел массового ядра. Абсолютная масса не назначается: пример исследует идентификацию формы и перенос параметра

между двумя откликами. Превратить его амплитуду в ограничение на фундаментальную интенсивность можно только после задания настоящей массы и проверки форм-фактора.

Разделения измеряются в единицах опорной длины ℓ = 100 нм. Первому объекту соответствует длительность T_1 = 1 с, второму — T_2 = 0,8 с. У каждого есть собственные постоянная и квадратичная составляющие обычной потери когерентности. Между объектами общими остаются амплитуда A, длина r_C и контраст считывания c. Такое разделение параметров выражает конкретное предположение: детекторная калибровка общая, а локальные условия двух серий могут различаться. Оно не следует из слова «универсальность» и должно проверяться для каждого прибора отдельно.

Амплитуда A связана с исходной интенсивностью через $A = \lambda(m_{\mathrm{ref}}/m_0)^2$, где m_{ref} — масса первого объекта. Множитель для второго объекта равен $1{,}4^2 = 1{,}96$. Поэтому одинаковые A и r_C вовсе не означают одинаковые кривые. Во втором отклике массовая часть сильнее, длительность немного меньше, а фон другой. Именно согласованное различие кривых, а не их внешнее совпадение, служит предметом совместной проверки.

Правдоподобие образуется произведением биномиальных вероятностей всех настроек и отдельной калибровочной серии. Общие величины входят во все множители один раз; локальные коэффициенты действуют только на данные своего объекта. Если вместо этого независимо подобрать A для каждой кривой и затем сравнить два округлённых числа, значимая часть информации о совместной калибровке потеряется. В частности, общий сдвиг контраста создаёт коррелированное движение обеих оценок.

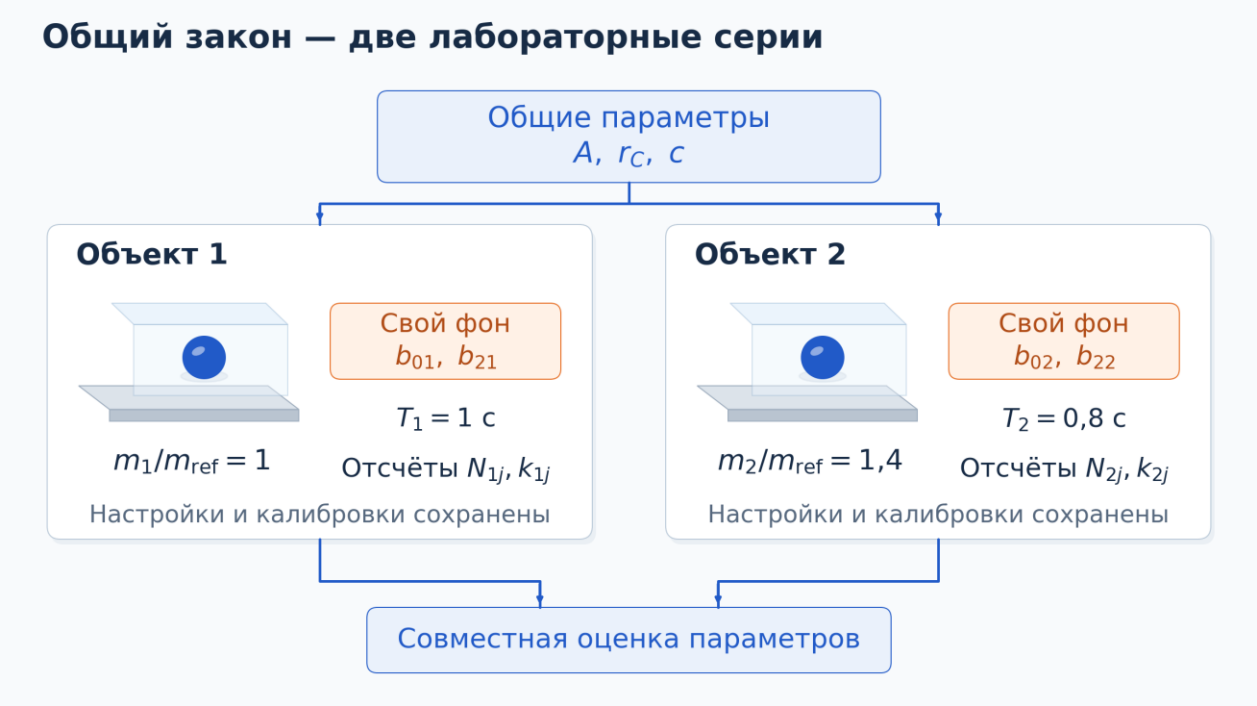


Рисунок 47. Общий закон проверяется совместной обработкой двух синтетических серий для компактных объектов с отношением масс 1:1,4. Общими служат A, r_C и контраст считывания c; коэффициенты обычного фона b_{0g} и b_{2g} принадлежат своему объекту. Длительности составляют T₁=1 с и T₂=0,8 с. Массовый множитель второго отклика равен 1,4²=1,96, поэтому универсальность не означает совпадения скоростей или кривых затухания. Общность c — отдельное калибровочное допущение данного примера. Абсолютные массы и достигнутая экспериментальная чувствительность не задаются; отложенная серия использует те же объекты в новых режимах.

В фиксированном демонстрационном наборе максимальное правдоподобие достигается при A = 0,15334 с⁻¹ и r_C = 1,25ℓ. Истинные значения генератора были 0,12 с⁻¹ и ℓ. Расхождение нормально для конечной выборки: задача анализа состоит в оценке распределения ошибки, а не в обязательном совпадении округлённой оценки с введённым числом. Профильная область и фактическое покрытие представлены далее; эти данные полностью синтетические.

Совместная гипотеза дополнительно сравнена с моделью, в которой у объектов отдельные A₁ и A₂, но одинаковый пространственный масштаб. Статистика улучшения при разделении амплитуд составляет 0,0558. В 200 независимых калибровочных симуляциях общей модели хвостовая доля равна 0,811. В этом учебном наборе повода отвергать общий параметр нет. Такое согласие проверяет только заданные модели и точность данной выборки; оно не доказывает универсальность во всех материальных системах.

В контрольном наборе амплитуды намеренно сделаны различными: A₁ = 0,12 с⁻¹ и A₂ = 0,24 с⁻¹. Получена статистика 6,268, а соответствующая калибровочная хвостовая доля — 0,0100. Расчёт показывает, как заданная процедура распознаёт нарушение обязательства. Эти значения нельзя превращать в точную оценку чрезвычайно малого p: при 200 калибровочных повторениях разрешение хвоста ограничено примерно одной двухсотой.

Отложенная серия меняет расстояния и длительности для тех же двух объектов. В неё не вводятся новые коэффициенты фона. Поэтому проверяется перенос геометрической зависимости и времени накопления, а не работа на третьем неизвестном приборе. Настоящее предсказание для новой формы тела потребовало бы её измеренной плотности и отдельной калибровки локального окружения. Такое различие позволяет использовать небольшой пример полностью, не приписывая ему более широкого опыта, чем выполнено.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\mathrm{cal}}(c) \prod_{g=1}^{2} \prod_{j} \binom{N_{gj}}{k_{gj}} p_{gj}^{k_{gj}} (1 - p_{gj})^{N_{gj} - k_{gj}}$$

(17.3) Общее правдоподобие. Индекс g обозначает объект, j — настройку. Параметры A, r_C и c общие; коэффициенты b_{0g} и b_{2g} локальные.

Энергия и границы описания

Пространственная локализация обычно связана с изменением распределения импульса. В главе 11 эта связь рассмотрена через нагревание. Здесь важно её методическое следствие: параметры, подобранные по интерференции, должны использоваться и для расчёта энергетических наблюдений. Если для каждой группы данных вводится несвязанная интенсивность, исчезает единая физическая гипотеза. Вместо неё получается несколько отдельных описаний, которым ошибочно дано общее название.

Диссипативные варианты CSL уже разрабатывались; в частности, Смирне и Басси предложили расширение, устраняющее неограниченный рост средней энергии в соответствующей модели [54]. Следовательно, обнаружение проблемы нагревания не означает, что возможен только один способ её решить. Но выбор диссипативного варианта меняет набор параметров и предсказаний. Он требует нового расчёта, а не словесной оговорки, добавленной к прежней формуле локализации.

В этой части книги гауссова модель рассматривается как ограниченная эффективная гипотеза. Она позволяет сформулировать совместный экспериментальный вопрос, но не заменяет фундаментальную теорию поля. Переход к такой теории потребовал бы дополнительно определить перенос энергии, причинную структуру и связь с другими видами материи. Отсутствие этих элементов должно быть обозначено как открытая работа; заполнять пробел названиями новых сущностей было бы преждевременно.

Две гипотезы с разными физическими обязательствами

Пространственная гипотеза этой главы и временная гипотеза следующей главы рассматриваются как две самостоятельные задачи. В первой фиксирован закон связи с распределением массы и проверяется пространственное ядро. Во второй фиксирован оператор фазового взаимодействия двухуровневого датчика и проверяется временной коррелятор. Символы λ, r_C , σ и τ_c поэтому не

обозначают четыре уже объединённых параметра одной фундаментальной теории.

Для пространственного опыта наблюдаемая вероятность получается после распространения выбранного массового состояния, учёта обычной среды и применения модели регистрации. В компактном стационарном пределе этот путь даёт экспоненту с A[1 − exp(−d²/(4r_C^2))]. Для временного датчика вероятность получается из накопленной относительной фазы под действием H(t) = ħδω(t)σ_z/2 и заданного управления. Оператор σ_z обозначает различие двух внутренних состояний; сам по себе он ничего не сообщает о расстоянии между массовыми ветвями.

Объединить две задачи можно лишь добавив физическую передаточную модель. Например, случайное пространственное поле может взаимодействовать с разностью двух массовых плотностей, а его значение вдоль движущихся ветвей создавать δω(t). Тогда коррелятор фаз зависит одновременно от пространственного спектра, движения и распределения массы. Даже при факторизованном спектре наблюдаемая временная амплитуда зависит от объекта и его траектории. Простое равенство λ = σ или перенос спинового времени корреляции в массовую модель не имеет основания.

Две существующие численные серии сохраняют самостоятельные параметры: биномиальный пространственный анализ проверяет общий массовый закон, а управляемый двухуровневый датчик — стационарный временной коррелятор. В последних разделах этой главы построена ограниченная общая передаточная модель, которая делает математическую связь этих задач явной. Она не превращает раздельные расчёты в единый эксперимент и не устанавливает фундаментальную природу поля.

Когда универсальность не выдерживает проверку

Отказ от выбранной версии гипотезы становится обоснованным, когда не существует общей области параметров, способной описать заранее определённый набор проверок в пределах независимо установленных погрешностей. Это утверждение обязательно относится к конкретному ядру, закону связи с массой и диапазону применимости. Оно не исключает любую мыслимую модификацию квантовой механики. Одновременно такой результат нельзя обесценить словами о бесконечном количестве возможных других моделей: проверенная версия действительно потерпела неудачу.

Если же все наблюдения согласуются с отсутствием дополнительного эффекта, вывод имеет другую форму. Получается верхняя граница интенсивности в исследованном диапазоне пространственных масштабов. Семейство, разрешающее сколь угодно малую интенсивность, целиком исключить таким способом невозможно. Тем не менее границы могут лишить конкретную модель способности выполнять задачу, ради которой она вводилась. Для этого требуется отдельно рассчитать, какая минимальная интенсивность необходима её собственному механизму макроскопической локализации.

Положительный результат тоже имеет последовательные уровни. Сначала устанавливается необъяснённая общая зависимость, затем устойчивость к расширению моделей среды, затем предсказательный перенос между объектами. Лишь после этого появляется основание обсуждать фундаментальное происхождение. Ни одна отдельная ступень не заменяет следующую. Такая последовательность делает программу строгой, сохраняя её главную амбицию: проверить, существует ли у различных материальных систем одна дополнительная закономерность.

Общий закон пространственных и временных корреляций

Построим ограниченную общую модель, в которой связь двух описаний можно вычислить. Пусть Z(x,t) — вещественное классическое гауссово поле с нулевым средним, стационарное в лабораторной системе. Оно взаимодействует с оператором плотности массы $\hat{\mu}(x)$ через заданный ниже случайный гамильтониан. Параметры $\lambda \geq 0$, $r_C > 0$ и $\tau_c > 0$ определяют интенсивность, пространственную длину и время корреляции. Опорная масса m_0 фиксирована. Здесь λ имеет размерность c^{-1}, Z — c^{-1}, а ковариация поля — c^{-2}.

Произведение гауссова пространственного ядра и экспоненциального временного коррелятора допустимо: его пространственно-временной спектр неотрицателен. Для каждой реализации поля самосопряжённый гамильтониан порождает унитарный пропагатор U_Z. Поэтому усреднённое отображение $\mathcal{E}_T(\rho) = E[U_Z \rho U_Z\dagger]$ сохраняет след и является полностью положительным, в том числе при наличии вспомогательной системы. Это случайно-унитарная модель обычного поля. Она не выводит объективный выбор одной ветви и не является новой теорией коллапса; различие ансамблевого затухания и индивидуальной локализации сохраняется [28].

Для фазового расчёта зададим две узкие ветви с плотностями $\mu_+(x,t)$ и $\mu_-(x,t)$. Их движение и форма считаются заданными, шумовые переходы между ветвями и изменение траекторий под действием поля здесь пренебрежимо малы. Разность $\Delta\mu_t = \mu_+ - \mu_-$ превращает поле в относительную частоту $\delta\omega(t)$. Управление задаётся вещественной функцией y(t), а накопленная фаза равна $\Phi_y = \int_0^T y(t)\delta\omega(t)dt$. Если обмен ветвями уже включён в плотности, дополнительно менять знак у нельзя: это было бы двойным учётом одного воздействия.

Гауссовость даёт точное в этом фазовом приближении равенство $\nu_y = E[\exp(-i\,\Phi_y)] = \exp(-\chi_y)$, где χ_y составляет половину дисперсии фазы. Стандартный метод управляемого гауссова дефазирования изложен в работе Цывиньского и соавторов [58]. Здесь его входной коррелятор вычисляется из массовых распределений. Двойная свёртка J(t,s) учитывает обе геометрии в разные моменты времени; одного мгновенного расстояния d(t) для цветного поля обычно недостаточно.

У точечных ветвей J содержит четыре пространственных корреляции: две между одинаковыми ветвями в моменты t и s и две между разными ветвями, взятые со знаком минус. Для протяжённого тела используется та же свёртка с

полной плотностью. Поэтому движение, вращение и внутреннее перераспределение массы изменяют временной отклик даже при неизменных λ, r_C и τ_c. Простая подстановка полной массы допустима лишь в проверенном компактном пределе.

Внутренний спин с одинаковыми массовыми плотностями в двух состояниях имеет $\Delta\mu_t = 0$ и не чувствует эту связь. Для спинового считывания необходимы условное пространственное перемещение либо физическое различие распределений массы. Идеальное echo далее предполагает реальную инверсию разности взаимодействий; поворот изолированного спина сам по себе её не обеспечивает. Конечное время перемещения учитывается заданными траекториями, а не мгновенной сменой знака.

$$\widehat{H}_Z(t) = \frac{\hbar}{m_0}\int d^3x\,\widehat{\mu}(\mathbf{x})Z(\mathbf{x},t)$$

$$G(\mathbf{r}) = e^{-r^2/(4r_C^2)}$$

$$\mathbb{E}[Z(\mathbf{x},t)Z(\mathbf{x}',s)] = \frac{\lambda}{2\tau_c}e^{-|t-s|/\tau_c}G(\mathbf{x}-\mathbf{x}').$$

(17.4) Полное определение поля и его связи с массой. Пространственное ядро безразмерно и нормировано условием G(0) = 1; его объёмный интеграл не равен единице.

$$\delta\omega(t) = \frac{1}{m_0}\int d^3x\,\Delta\mu_t(\mathbf{x})Z(\mathbf{x},t)$$

$$J(t,s) = \int d^3x\,d^3x'\,\Delta\mu_t(\mathbf{x})\Delta\mu_s(\mathbf{x}')G(\mathbf{x}-\mathbf{x}')$$

$$K(t,s) = \mathbb{E}[\delta\omega(t)\delta\omega(s)] = \frac{\lambda}{2\tau_c m_0^2}e^{-|t-s|/\tau_c}J(t,s).$$

(17.5) Пространственная свёртка имеет размерность массы в квадрате. При движении ветвей фазовый коррелятор K(t,s) в общем случае не является функцией только разности времён.

$$\chi_y(T) = \frac{\lambda}{4\tau_c m_0^2}\int_0^T dt\int_0^T ds\,y(t)y(s)e^{-|t-s|/\tau_c}J(t,s).$$

(17.6) Общий двухвременной функционал видности. Знак отдельных слагаемых может быть отрицательным, но полный χ_y неотрицателен как половина дисперсии.

$$\frac{J(t,s)}{m^2} = \sum_{a,b\in\{+,-\}} s_a s_b G(\mathbf{r}_a(t)-\mathbf{r}_b(s))$$

$$s_+ = 1,\ s_- = -1.$$

(17.7) Четыре корреляции для точечных ветвей одной массы m. Формула позволяет непосредственно подставить заданные траектории.

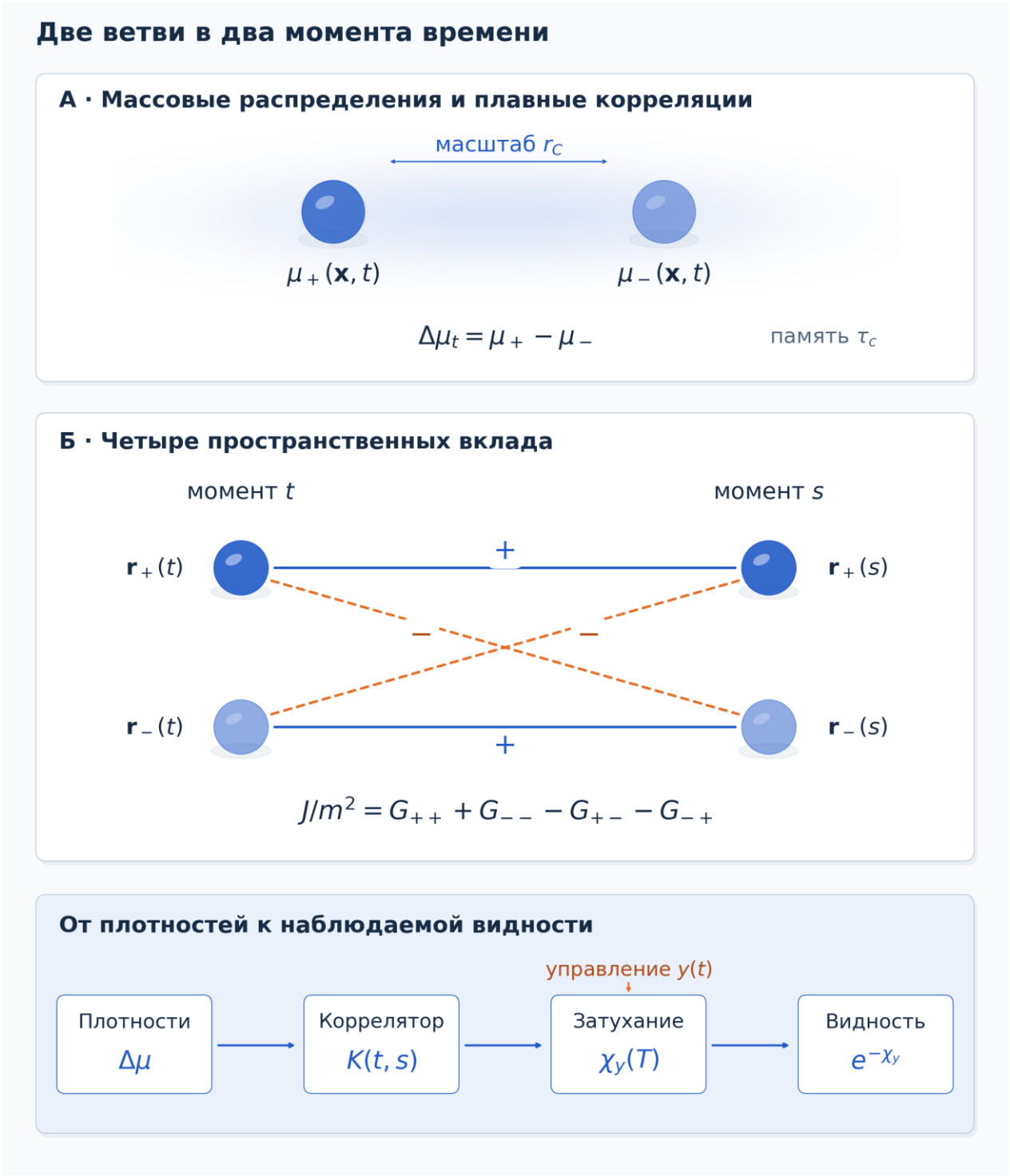


Рисунок 48. В ограниченной случайно-унитарной модели гауссово поле связано с разностью массовых плотностей двух ветвей. Верхняя панель обозначает плавные пространственный и временной масштабы корреляции, а не жёсткие ячейки поля. Нижняя геометрия раскрывает четыре слагаемых J(t,s): две корреляции одноимённых ветвей со знаком плюс и две перекрёстные со знаком минус. Четыре маркера показывают две ветви в разные моменты, а линии обозначают корреляционные члены, не силы и не перенос сигналов. Геометрия и управление определяют K(t,s), χ_y и видность. Модель описывает ансамблевую дефазировку и не доказывает объективный выбор ветви. Если массовые плотности внутренних состояний совпадают, Δμ=0. Спиновый поворот сам по себе не инвертирует массовую связь; обмен ветвей нельзя одновременно учитывать в плотностях и повторной сменой знака y.

Нормировка Ramsey и echo в одной передаточной модели

Рассмотрим две неподвижные точечные ветви массы m на расстоянии d. Тогда J = 2m²[1 − G(d)], и относительная частота имеет экспоненциальный коррелятор K(t,s) = σ_g^2 exp(−|t−s|/τ_c). Его амплитуда больше не свободна: она определяется геометрией и массой. Если η_g = m/m_{ref} и A = λ(m_{ref}/m₀)², то σ_g^2 = Γ_g/τ_c, где Γ_g = Aη_g^2[1 − exp(−d²/(4r_C^2))]. Различные объекты получают разные σ_g при одном поле.

Нормировка проверяется белым временным пределом. Функция exp(−|u|/τ_c)/(2τ_c) имеет единичный интеграл по всей временной оси и стремится к δ(u). Поэтому χ_y стремится к λ∫₀ᵀ y²(t)J(t,t)dt/(2m₀²). Для неподвижных ветвей и y² = 1 получается Γ_gT. Для одинаковых жёстких тел, сдвинутых на d, J = 2[I(0) − I(d)], где I — свёртка двух плотностей с G. Преобразование Фурье G даёт в точности коэффициент $\lambda r_C^3/(\pi^{3/2} m_0^2)$ пространственной формулы этой главы: дополнительного множителя два нет.

При конечной памяти Ramsey соответствует y = 1, а идеальное Hahn echo — смене знака в T/2. Подстановка в двухвременной интеграл даёт приведённые ниже замкнутые ответы. При T ≪ τ_c начальные показатели равны Γ_gT²/(2τ_c) и Γ_g T³/(12 τ_c^2) соответственно. При фиксированных T и последовательности импульсов, когда τ_c → 0, оба стремятся к Γ_gT: идеальное echo не устраняет эту белую компоненту.

Чтобы перейти к событиям регистрации, достаточно задать фазу анализа φ, калиброванный контраст c и показатель обычного фона χ_{env}, статистически независимого от Z. Для симметричного двухвыходного считывания получается биномиальная вероятность p_y, выписанная ниже. Общие параметры поля входят в неё через вычисленный χ_y; геометрия и управление должны быть известны для каждой платформы. Таким образом, перенос проверяет конкретное распределение событий, а не внешнее сходство времён затухания. Биномиальный закон требует независимых реализаций в повторениях; при остаточной корреляции поля между циклами необходимо совместное временное правдоподобие.

Численная иллюстрация использует A = 0,12 с⁻¹, r_C = 100 нм, τ_c = 0,8 с и T = 1 с для обеих масс. Таблица показывает только вклад заданного поля: c = 1 и χ_{env} = 0. Квадратура полного двухвременного интеграла и закрытые формулы совпадают с абсолютной ошибкой менее 3×10⁻¹⁷. При τ_c = 8×10⁻⁵ с отношения χ_R/(Γ_gT) и χ_E/(Γ_gT) равны 0,99992 и 0,99976. Расчёт воспроизводится файлом calculations/spacetime_v02.py; его результаты сохранены рядом в JSON.

Дополнительная проверка двух равных точечных частей жёсткого тела, расположенных в ± r_C , при общем сдвиге d = r_C даёт геометрический множитель 0,0734893 вместо компактного 0,2211992. Прямая свёртка и интеграл Фурье согласуются. Для треугольного разделения с максимумом 2r_C

также проверен переход к интегралу мгновенной белой скорости. Эти расчёты проверяют выбранную передаточную модель и её пределы; экспериментальных данных здесь нет.

При данных A и τ_c даже предельно большое разделение допускает лишь $\sigma_1 \le 0{,}3873$ с$^{-1}$ и $\sigma_2 \le 0{,}5422$ с$^{-1}$. Поэтому самостоятельный пример следующей главы с $\sigma = 1{,}2$ с$^{-1}$ не является тем же полем с теми же численными параметрами. Общий закон позволяет заново рассчитать согласованный пример, но не объединяет прежние серии задним числом. Даже его успешная экспериментальная проверка потребовала бы отдельно различить обычное поле и предполагаемый фундаментальный механизм.

$$\Gamma_g(d) = A\eta_g^2\left[1 - e^{-d^2/(4r_C^2)}\right]$$

$$\sigma_g^2 = \frac{\Gamma_g(d)}{\tau_c}$$

$$A = \lambda\left(\frac{m_{\mathrm{ref}}}{m_0}\right)^2.$$

(17.8) Отображение пространственных параметров в амплитуду временного фазового шума для неподвижных компактных ветвей. При d = 0 обе величины равны нулю.

$$G(\mathbf{r}) = \frac{r_C^3}{\pi^{3/2}}\int d^3k\, e^{-r_C^2 k^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

$$\chi_{y,\tau_c\to 0} = \frac{\lambda}{2m_0^2}\int_0^T dt\, y^2(t)\, J(t,t).$$

(17.9) Пространственная и временная нормировки. Для жёсткого сдвига преобразование свёртки воспроизводит прежнюю формулу Γ_μ(d), включая её коэффициент.

$$\chi_R(T) = \Gamma_g\left[T - \tau_c\left(1 - e^{-T/\tau_c}\right)\right]$$

$$\chi_E(T) = \Gamma_g\left[T - 3\tau_c + 4\tau_c e^{-T/(2\tau_c)} - \tau_c e^{-T/\tau_c}\right].$$

(17.10) Точные фазовые ответы стационарных ветвей при идеальном управлении. Они совпадают с временными формулами главы 18 после физически обоснованной подстановки $\sigma_g^2 = \Gamma_g/\tau_c$.

$$p_y = \frac{1 + c\,e^{-\chi_{\mathrm{env}} - \chi_y}\cos\varphi}{2}$$

$$0 \le c \le 1,\ \chi_{\mathrm{env}} \ge 0.$$

(17.11) Вероятность одного зарегистрированного выхода. Для N независимых повторений число таких исходов имеет биномиальное распределение; дополнительные ошибки детектора вводятся отдельно, как в главе 6.

Один пространственно-временной закон для двух масс: синтетический расчёт при T = 1 с

m/m_{ref}	**d**/r_C	**σ, с⁻¹**	ν_R	ν_E	ν_{white}
1,0	0,6	0,113624	0,995577	0,999137	0,989725
1,0	1,0	0,182153	0,988672	0,997783	0,973805
1,0	2,0	0,307925	0,967967	0,993676	0,926951
1,0	4,0	0,383735	0,950696	0,990196	0,888872
1,4	0,6	0,159073	0,991349	0,998308	0,979960
1,4	1,0	0,255015	0,977918	0,995658	0,949304
1,4	2,0	0,431096	0,938182	0,987643	0,861849
1,4	4,0	0,537229	0,905652	0,980875	0,793825

$\nu_R = \exp(-\chi_R)$, $\nu_E = \exp(-\chi_E)$; $\nu_{\mathrm{white}} = \exp(-\Gamma_g \mathrm{T})$ — предел $\tau_c \to 0$ при фиксированных A и r_C. Массовые отношения безразмерны.

Общие параметры приобретают проверяемый смысл, когда плотность массы, траектории и управление переводят их в вероятности наблюдаемых событий. Построенная модель показывает такой перевод и его белый предел. Следующая глава подробнее исследует, что временная память позволяет узнать об источнике дефазирования и какие неоднозначности сохраняются даже при управлении.

18 Гипотеза памяти и управляемой декогеренции

Исчезновение интерференции можно изучать не только изменением массы и расстояния. Есть ещё один рычаг: изменить порядок взаимодействий во времени. Если среда некоторое время сохраняет свои свойства, правильно выбранное управление способно частично отменить накопленную случайную фазу. Эта возможность позволяет измерять память шума, но требует осторожности при выводах о происхождении необратимости.

Память как измеримое свойство

Временная гипотеза утверждает, что выбранная компонента фазовых флуктуаций имеет воспроизводимый масштаб корреляции и предсказывает результаты разных управляющих последовательностей. Здесь она проверяется как самостоятельная модель датчика. Перенос параметров на массовую пространственную локализацию не предполагается: для него потребовался бы дополнительный закон взаимодействия, разобранный в конце предыдущей главы.

Сама идея применять динамическое развязывание к проверке альтернативных квантовых теорий уже была предложена Аренцем, Хиллером, Фраасом и Бургартом в 2015 году [47]. Поэтому использование импульсов не является заявкой на открытие нового метода. Предмет собственной программы здесь уже: какие компоненты затухания реально различимы при конечной точности управления и при заранее ограниченном, но достаточно широком классе окружающих воздействий?

Существуют и немарковские модели пространственной локализации. Басси и Фериальди исследовали такую динамику, включая экспоненциальную корреляцию шума, в 2009 году [55]. Следующий расчёт проще этих моделей: это точно решаемая задача случайного фазового воздействия на двухуровневую систему. Он нужен для проверки логики измерения. Его нельзя автоматически объявлять полным стохастическим уравнением коллапса или решением проблемы отдельного результата.

Модель с одной длительностью памяти

Рассмотрим две ветви состояния, между которыми накапливается случайная относительная фаза. В выбранном приближении воздействие описывается гамильтонианом $H(t) = \hbar \delta\omega(t) \sigma_z / 2$. Величина $\delta\omega$ измеряется в обратных секундах и имеет нулевое среднее. Предполагается стационарный гауссов процесс с корреляцией $K(\tau) = \sigma^2 e^{-|\tau|/\tau_c}$. Параметр σ задаёт характерную амплитуду частотных флуктуаций, а τ_c — время, за которое заметно ослабевает связь между ними.

В этой главе «память» означает именно конечную длительность корреляций. Такое употребление не равнозначно любому принятому в квантовой теории

определению немарковской эволюции. Например, отсутствие возврата различимости состояний ещё не делает шум белым. Для задачи управления существенен конкретный коррелятор и то, как система накапливает фазу под его действием. Терминологическую классификацию нельзя использовать вместо расчёта наблюдаемой динамики.

Пусть идеальные импульсы изменяют знак воспринимаемой флуктуации; это описывается функцией $y(t)$ со значениями плюс или минус единица. Нормированная видность равна $\nu_y = \exp[-\gamma_w T - \chi_y(T)]$. Здесь γ_w — отдельная неотрицательная скорость белого фазового шума, происхождение которой пока не определено. Для гауссовой фазы среднее экспоненты полностью выражается через её дисперсию, что даёт приведённый ниже двойной интеграл. Рассматривается чистая дефазировка; энергетическая релаксация должна вводиться отдельно, если она существенна.

$$\chi_y(T) = \frac{1}{2}\int_0^T dt \int_0^T ds\, y(t)\, y(s)\, K(t-s).$$

(18.1) Половина дисперсии накопленной случайной фазы. Гауссовость обеспечивает точность этой формулы для выбранной модели; для общего негауссова процесса она обычно недостаточна.

Два способа накопить фазу

В последовательности Ramsey знак воздействия не меняется. Медленный случайный сдвиг частоты действует на систему всё время и создаёт большой разброс фаз между повторениями опыта. В Hahn echo посередине интервала выполняется идеальная инверсия. Почти постоянная часть сдвига на второй половине компенсирует вклад первой. Если же флуктуация успела значительно измениться, компенсация становится неполной. Поэтому сопоставление двух последовательностей содержит сведения о скорости изменений шума.

Подстановка этих двух функций $y(t)$ в интеграл даёт замкнутые выражения. Чтобы они были короче, обозначим $x = T/\tau_c$. Обе величины χ безразмерны: произведение $\sigma^2\tau_c^2$ не несёт единиц. Формулы можно проверить прямым интегрированием и разложением при малом времени. Это полезная независимая проверка коэффициентов, поскольку потерянный множитель два меняет предполагаемую чувствительность всего протокола.

Использование управления как частотного фильтра является развитым направлением. Альварес и Сутер предложили восстановление спектра цветного шума посредством последовательностей инвертирующих импульсов [48]. В рассматриваемой заготовке эта общая идея намеренно сведена к одному времени корреляции. Простота позволяет явно увидеть как полезный сигнал, так и вырождение параметров. После такой проверки можно усложнять спектр, сохраняя известный предельный случай в качестве контроля.

$$\chi_R(T) = \sigma^2 \tau_c^2 (x - 1 + e^{-x})$$
$$\chi_E(T) = \sigma^2 \tau_c^2 (x - 3 + 4e^{-x/2} - e^{-x})$$
$$x = T/\tau_c.$$

(18.2) Точные показатели затухания для Ramsey и идеального Hahn echo при экспоненциальном коррелляторе. Индексы R и E обозначают два способа управления, а не разные шумовые модели.

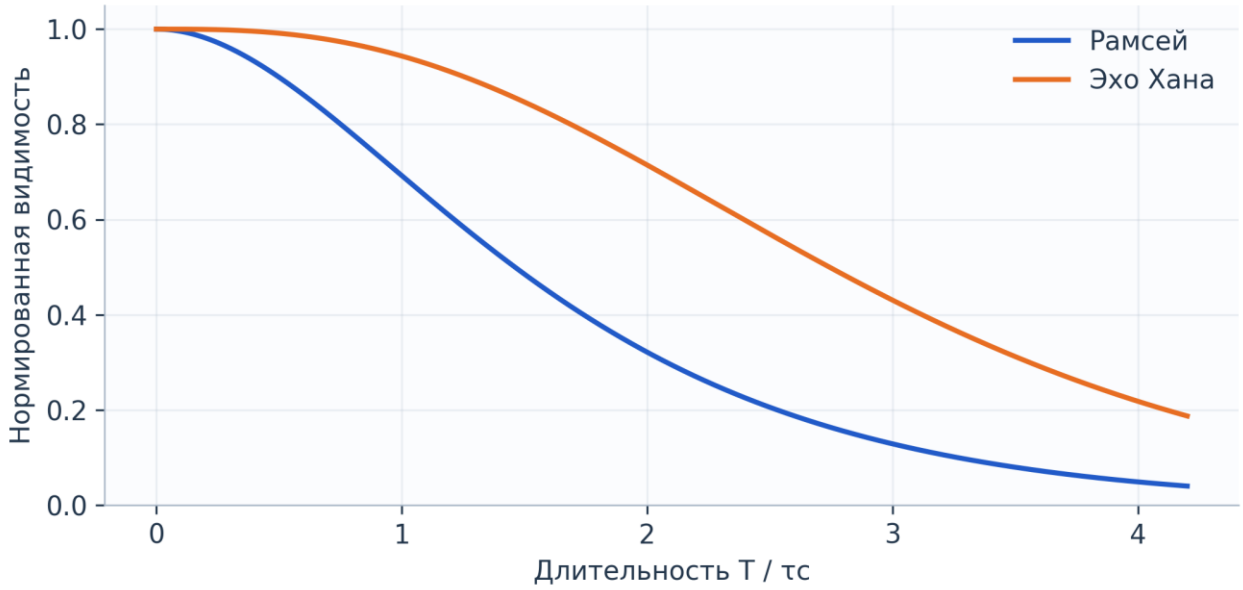


Рисунок 49. Модель гауссова шума Орнштейна — Уленбека при σ τc = 1 без дополнительного белого вклада. Эхо подавляет влияние медленных флуктуаций, но не доказывает фундаментальное происхождение остатка.

Что показывает отношение видностей

Из обеих последовательностей можно составить отношение нормированных видностей. Общий белый множитель исчезает, и остаётся выражение только через параметры коррелированной компоненты. Это не означает, что белого шума нет. Он просто исключён выбранной комбинацией наблюдений. Подобное различие между отсутствием эффекта и нечувствительностью к нему принципиально для любой диагностической величины.

При времени намного меньше τ_c основное затухание Ramsey пропорционально $\sigma^2 T^2/2$, а echo — $\sigma^2 T^3/(12\tau_c)$. Следовательно, инверсия меняет начальную временную зависимость. При очень большом времени обе кривые имеют один и тот же асимптотический наклон: $\gamma_w + \sigma^2 \tau_c$. Их отношение стремится к постоянной. Если измерять только этот поздний участок, можно достаточно точно установить общий наклон и всё же плохо разделить его составляющие.

Практический вывод состоит в необходимости наблюдать переходную область, где время опыта сравнимо с временем корреляции. Если первоначально масштаб неизвестен, требуется обзорная серия с разными временами. Затем выбранные

параметры должны предсказывать результат ещё одной последовательности, не участвовавшей в оценке. Иначе удачное описание двух кривых может отражать только избыточную гибкость подгонки или особенности их общей калибровки.

$$\ln\frac{\nu_E(T)}{\nu_R(T)} = 2\sigma^2\tau_c^2\left(1 - e^{-T/(2\tau_c)}\right)^2.$$

(18.3) Точное исключение общей белой скорости в идеализированной модели. Предполагаются согласованная нормировка видности и отдельно учтённые ошибки дополнительных импульсов.

Белый шум и принципиальная неоднозначность

Пусть вместо конечной памяти действует корреляция $K(\tau) = 2D\delta(\tau)$. Тогда двойной интеграл превращается в $D\int_0^T y(t)^2 dt = DT$. Для идеальных смен знака квадрат y всегда равен единице. Ни Ramsey, ни echo не устраняют такой вклад. В пределе экспоненциальной модели белый шум получается при стремлении τ_c к нулю и сохранении произведения $D = \sigma^2\tau_c$, а не при фиксированной амплитуде σ.

Следовательно, неустраняемый остаток затухания сам по себе не свидетельствует о фундаментальном коллапсе. Его может дать достаточно быстрый внешний процесс. Если два механизма порождают одинаковую полную статистику доступных управляемых измерений, новые повторы тех же опытов не разделят их. Различение потребует либо дополнительных физических ограничений на окружение, либо другой наблюдаемой величины, для которой модели действительно расходятся.

Даже кажущееся плато ошибки при увеличении числа импульсов нуждается в проверке. Оно может возникнуть из-за предела полосы управления, накопления ошибок поворотов или иной канальной потери. Ссылка на математический предел бесконечно быстрых идеальных операций не оправдывает вывод для конечной последовательности. Необходимо рассчитать, что предсказывает каждая сравниваемая модель при реально доступной форме управляющего сигнала.

Управление должно воздействовать на нужную степень свободы

Для спинового кубита инвертирующий импульс меняет ориентацию внутреннего состояния. В пространственном интерферометре аналогичная операция может потребовать обмена траекториями или специально рассчитанного движения волновых пакетов. Эти действия не эквивалентны автоматически. Поворот спина без изменения распределения массы не становится проверкой массово-пропорциональной локализации только потому, что улучшает спиновую когерентность. Сначала нужно установить, какое физическое различие существует между ветвями проверяемого состояния.

Реальные импульсы имеют конечную длительность. Во время поворота оператор связи может меняться непрерывно, поэтому описание одним

мгновенным знаком становится приближением. Кроме того, управляющее поле способно нагревать объект, менять его траекторию или вносить собственные флуктуации. Для каждой последовательности следует калибровать полный отклик и потери при подготовке и считывании. Общую нормировку двух видностей нельзя объявить одинаковой лишь из симметрии идеальной схемы.

Экспериментальная шумовая спектроскопия на сверхпроводящем кубите была продемонстрирована Байландером и соавторами [49]. Такой результат подтверждает возможность исследовать окружение посредством управления, но не переносит автоматически достигнутые характеристики на массивное пространственно разделённое состояние. Разделение этих задач полезно: методы обработки можно сначала проверить на доступном датчике, а чувствительность к предполагаемому массовому механизму рассчитывать для другой, физически подходящей степени свободы.

Расчёт прямоугольного импульса конечной длительности

Рассмотрим управление, которое действительно занимает время. В середине последовательности длительности T действует прямоугольный импульс вокруг оси x. Он длится t_p = fT, а его угловая скорость равна Ω = π(1 + ε)/t_p. Здесь f — доля времени внутри импульса, ε — относительная ошибка угла. До и после него система свободно эволюционирует по (T − t_p)/2. Это определение сохраняет одинаковое полное время Ramsey и echo: импульс включён в бюджет, а не добавлен к нему незаметно.

Во время поворота фазовый шум продолжает действовать. Полный гамильтониан содержит одновременно Ωσ_x и [δω(t) + Δ]σ_z. Эти операторы не коммутируют. Поэтому замена воздействия единственным знаком y = ±1 внутри импульса уже не является точной. В вычислении распространяется весь вектор Блоха, включая поперечную компоненту и временное изменение продольной. Общие методы учёта произвольного управления и конечной формы импульсов разработаны, в частности, Green и соавторами [67].

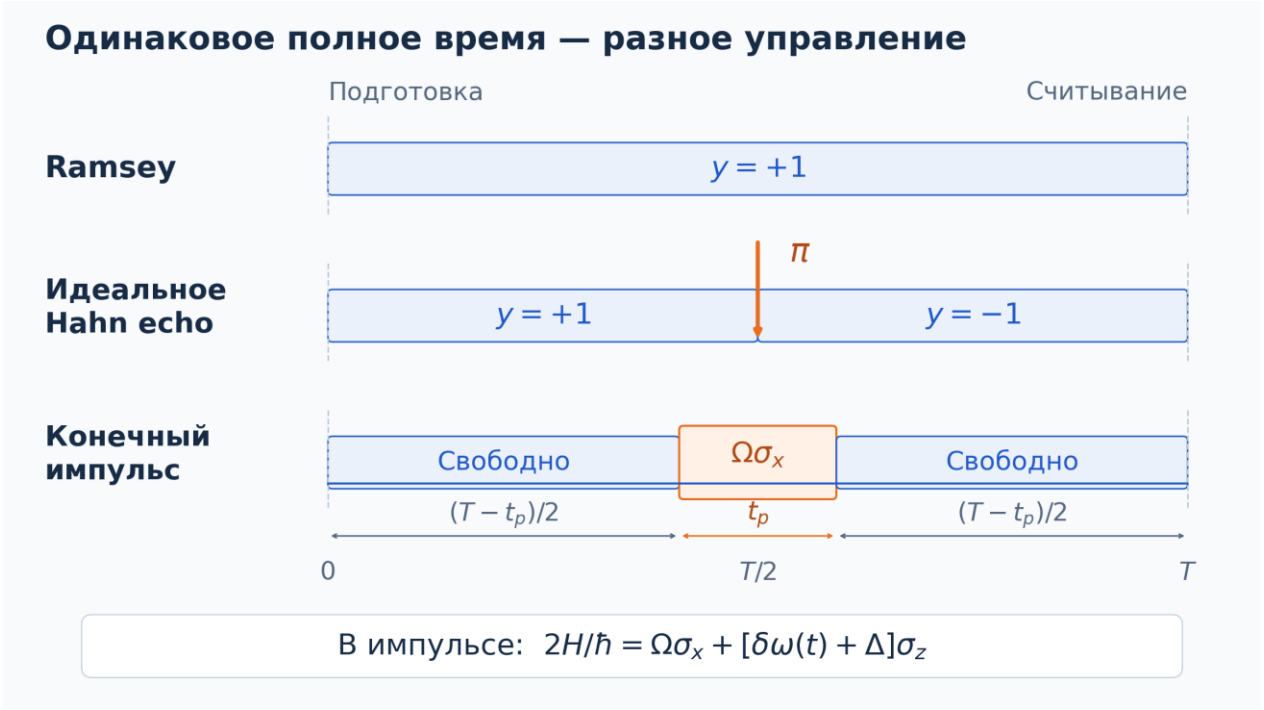


Рисунок 50. Ramsey, идеальное Hahn echo и echo с прямоугольным импульсом сопоставлены при одном полном времени T. В конечном протоколе импульс занимает t_p внутри этого интервала, а оба свободных участка имеют длительность $(T-t_p)/2$. В импульсе одновременно действуют поперечное управление $\Omega\sigma_x$ и фазовое воздействие $[\delta\omega(t)+\Delta]\sigma_z$; непрерывная синяя линия отмечает продолжение шумового воздействия. Их некоммутативную динамику рассчитывают по полному гамильтониану, а не произвольным сглаживанием скалярного знака y. Схема не утверждает подавления белой компоненты идеальным echo и не переносит результат спинового стенда на массовую локализацию без отдельной модели связи.

Для стационарного процесса Орнштейна—Уленбека расчёт можно выполнить без случайного перебора траекторий. Условный по значению шума вектор Блоха разлагается по ортонормированным полиномам Эрмита. Оператор OU диагонален по номеру n: каждая мода затухает со скоростью n/τ_c. Умножение на шум связывает соседние моды с коэффициентами $\sigma\sqrt{n}$ и $\sigma\sqrt{(n+1)}$. На каждом участке постоянного управления получается конечная линейная система; её решение находится матричной экспонентой.

Использованы $\sigma = 1{,}2\ с^{-1}$, $\tau_c = 0{,}8$ с и нулевая истинная белая скорость. Времена опыта равны 0,12; 0,20; 0,35; 0,60; 1,00; 1,60; 2,40 и 3,20 с. Начальное состояние — +x; контраст регистрации c = 0,96. Расчёт с 36 эрмитовыми модами сопоставлен с 24 модами: максимальное различие компонентов Блоха меньше $3\cdot10^{-15}$. Мгновенный предел совпал с аналитическими формулами Ramsey и Hahn echo до $2\cdot10^{-15}$. Эти проверки подтверждают решение выбранной модели, а не описание конкретного экспериментального датчика.

Затем полученные средние вероятности намеренно обработаны идеальной формулой мгновенного echo. Подбирались σ, τ_c и неотрицательная γ_w; исходный контраст считывания считался известным. Случайный счётный шум на этом шаге не добавлялся: требуется изолировать систематическое смещение, создаваемое неверным описанием импульса. Остаток после подгонки поэтому характеризует несовпадение моделей и не является p-значением.

Таблица показывает постепенное появление ложной белой скорости даже при безошибочном угле π. При f = 0,01 смещения малы, но при f = 0,25 восстановленная γ_w уже близка к 0,00762 с⁻¹, хотя её истинное значение нулевое. Увеличение числа повторений не уберёт этот эффект: оно лишь точнее выявит различие между конечным импульсом и идеальным анализом. Допустимая длительность зависит от требуемой точности вывода. Для данного набора времён при f ≤ 0,03 ошибка предсказанной вероятности после идеальной подгонки меньше $3\cdot10^{-5}$; переносить эту численную границу на другую σ, τ_c или форму импульса нельзя.

$$H(t) = \frac{\hbar}{2}[\Omega(t)\sigma_x + (\delta\omega(t) + \Delta(t))\sigma_z]$$

(18.4) Во время прямоугольного импульса Ω постоянно; вне импульса оно равно нулю. Для расчёта без расстройки Δ = 0. В вариантах с ошибкой угла дополнительно рассматривается Δ = 0,15 с⁻¹ только внутри импульса.

$$\dot{\mathbf{r}}_n = -\frac{n}{\tau_c}\mathbf{r}_n + (\Omega L_x + \Delta L_z)\mathbf{r}_n + \sigma L_z\left(\sqrt{n}\,\mathbf{r}_{n-1} + \sqrt{n+1}\,\mathbf{r}_{n+1}\right).$$

(18.5) Уравнения для эрмитовых мод условного вектора Блоха. L_a осуществляет векторное произведение с единичным вектором оси a. Наблюдаемый средний вектор равен r_0; начально r_0 = (1,0,0), остальные моды нулевые.

Идеальная подгонка к данным конечного импульса

f = t_p/T	Оценка σ, с⁻¹	Оценка τ_c, с	Ложная γ_w, с⁻¹
0,00	1,20000	0,80000	0,000000
0,01	1,19998	0,80002	0,000012
0,03	1,19979	0,80021	0,000111
0,10	1,19767	0,80212	0,001242
0,25	1,18731	0,80826	0,007619

Средние синтетические вероятности; ε = 0 и расстройка отсутствует. Значение в первой строке около $2{,}4\cdot10^{-8}$ с⁻¹ — численный остаток оптимизации при истинном нуле.

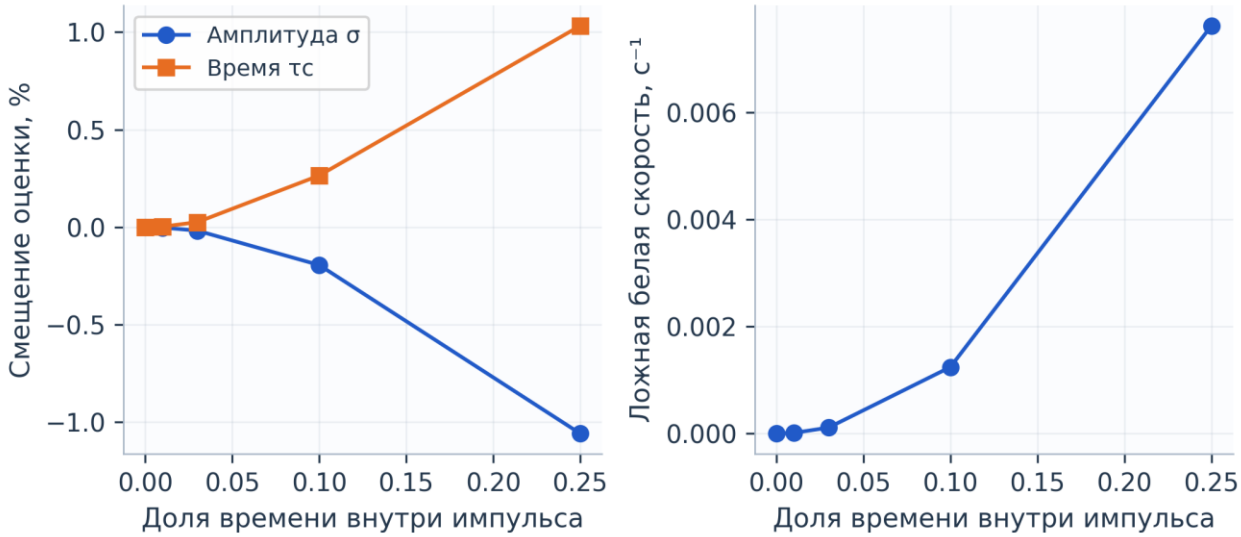


Рисунок 51. Смещение идеальных оценок при конечном прямоугольном импульсе. Истинная белая скорость равна нулю; рост восстановленной γ_w вызван несовпадением управляющих моделей. Синтетический расчёт OU-датчика при σ = 1,2 с⁻¹ и τ_c = 0,8 с.

Как ошибка регистрации создаёт лишний механизм

Физическое действие импульса и регистрация результата должны моделироваться отдельно. В следующем контрольном варианте f = 0,03, ошибка угла ε = 0,03, а во время импульса имеется расстройка 0,15 с⁻¹. При корректном общем считывании идеальная подгонка даёт γ_w около 0,000151 с⁻¹. Теперь введено дополнительное уменьшение контраста только у echo на 1,5 %. Его можно представить симметричной ошибкой регистрации, возникающей после управляющей последовательности. Такое уменьшение физически допустимо, но отсутствует в ошибочно использованной общей калибровке.

После этого идеальная модель возвращает σ ≈ 1,13873 с⁻¹, τ_c ≈ 0,88009 с и γ_w ≈ 0,03619 с⁻¹. Время корреляции завышено примерно на 10 %, а белая составляющая появилась целиком из технического несовпадения. В этом примере остаточная максимальная ошибка вероятности после подгонки достигает 0,00514. При достаточно большой выборке саму модель можно отвергнуть по качеству описания; при малой выборке её гибкости может оказаться достаточно, чтобы выдать правдоподобные, но смещённые параметры.

Контрольная процедура следует из модели: отдельно измерять отклик после каждой управляющей последовательности, сохранять число операций и оценивать зависимость считывания от режима. Времена, отсутствовавшие при подборе, становятся дополнительной проверкой. Если конечный импульс включён в распространение, а разница c_R и c_E описана собственной калибровкой, повторный подбор средних данных даёт σ = 1,19999964 с⁻¹, τ_c = 0,80000065 с и белую скорость 1,63·10⁻⁷ с⁻¹. Эти результаты согласуются с введёнными значениями в пределах численной ошибки данного расчёта. Для случайных исходов потребуется повторить ту же проверку с конечной статистикой.

Пример устанавливает условную границу метода. Наличие остатка при частом управлении не определяет его происхождение. Полезен такой остаток, который переживает независимую калибровку, правильно рассчитанное действие импульсов и прогноз новых режимов. Это требование непосредственно связывает экспериментальную аккуратность с силой фундаментального вывода.

Два датчика расширяют проверку

Один датчик сообщает, как меняется шум во времени в месте его расположения. Два датчика дополнительно позволяют исследовать совместные флуктуации. Предположим для наглядности одинаковые локальные корреляторы и взаимную корреляцию $K_{AB}(\tau) = c(R)K(\tau)$, где R — расстояние между датчиками и $|c(R)| \le 1$. Общая и разностная фазы тогда испытывают разное затухание. Их сравнение может исключить независимую белую компоненту, но лишь при явно оговорённой независимости этой компоненты.

В простейшей модели когерентности между состояниями 00 и 11, а также между 01 и 10 имеют приведённые ниже видности. Многокубитная спектроскопия авто- и взаимных спектров гауссовского шума уже разработана Пас-Сильвой, Норрисом и Виолой [50]. Данная формула — частный учебный случай, показывающий смысл дополнительной информации. Она не охватывает произвольное квантовое окружение или все возможные виды межкубитной связи.

Рабочая гипотеза конечной памяти отвергается в выбранном диапазоне, если единый коррелятор не предсказывает заранее отложенные последовательности и пространственные корреляции после учёта калибровки. Однако неудача одноэкспоненциальной формы ещё не отвергает все процессы с памятью. Следующим сравнением может стать многомасштабный или негауссов шум. Для последнего существуют протоколы, использующие спектры высших порядков [51]; простого изменения значения τ_c может быть недостаточно.

$$v_{\pm}(T) = \exp\left[-2\gamma_w T - 2(1 \pm c(R))\,\chi_y(T)\right].$$

(18.6) Знак плюс соответствует общей фазе двух одинаковых датчиков, знак минус — разностной. Предполагаются одинаковое управление, гауссовость и независимый белый локальный шум у каждого датчика.

Из двух когерентностей в совместные отсчёты

Чтобы две видности стали наблюдаемыми, задаются подготовка и считывание. Для общей фазы подготавливается состояние $\Phi^+ = (|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$; для разностной — $\Psi^+ = (|01\rangle + |10\rangle)/\sqrt{2}$. Предполагается, что подготовка уже откалибрована, непосредственное взаимодействие между датчиками во время накопления отсутствует, а влияние управляющих сигналов учтено. В этих условиях чистая дефазировка оставляет населённости неизменными и умножает соответствующую внедиагональную пару на v_+ или v_-.

В каждой серии измеряются X⊗X и Y⊗Y. Для Φ^+ их средние равны v_+ и $-v_+$; для Ψ^+ — v_- и v_-. Следовательно, комбинации $[\langle XX\rangle - \langle YY\rangle]/2$ и $[\langle XX\rangle + \langle YY\rangle]/2$ дают две нужные когерентности. Это конкретные двухканальные корреляторы: для каждого повторения сохраняется пара знаков, а её произведение принимает значения ±1. Случайное совпадение отдельных локальных средних здесь недостаточно.

При измерении XX вероятности одинаковых знаков ++ и −− равны $(1 + v)/4$ каждая, а разных знаков +− и −+ — $(1 - v)/4$. Поэтому дисперсия оценённого коррелятора из N событий равна $(1 - v^2)/N$. Два независимых измерительных базиса уменьшают дисперсию соответствующей средней комбинации до $(1 - v^2)/(2N)$, если в каждом выполнено N повторений. Распределение ресурса между базисами должно быть явно указано: нельзя считать одну и ту же частицу дважды измеренной в несовместимых базисах.



Рисунок 52. Подготовка $\Phi^+=(|00\rangle+|11\rangle)/\sqrt{2}$ чувствительна к общей фазе, а $\Psi^+=(|01\rangle+|10\rangle)/\sqrt{2}$ — к разностной. Считывания XX и YY выполняются в разных повторениях: для Φ^+ средние равны v_+ и $-v_+$, для Ψ^+ — v_- и v_-. Каждая запись содержит совместную пару знаков; коррелятор собирается из четырёх совместных чисел событий. В численном примере книги на каждую из четырёх серий выделено 4000 событий, всего 16 000. Предполагаются откалиброванная подготовка, учтённое управление и отсутствие прямого взаимодействия при накоплении. Разность когерентностей не устраняет произвольный технический шум, а совместные корреляторы нельзя заменить локальными средними. Объёмные датчики являются концептуальными изображениями функциональных модулей.

Численный пример использует прежние σ и τ_c, время T = 1 с, локальную белую скорость γ_w = 0,03 с⁻¹ и взаимную корреляцию c(R) = 0,4. Получается χ_R = 0,494443, v_+ = 0,235878 и v_- = 0,520310. Логарифмическая разность восстанавливает c(R) = 0,4. При 4000 событиях на каждый из четырёх наборов «подготовка × базис» линейная оценка стандартной ошибки c составляет около 0,0251, если χ известна точно. Всего требуется 16 000 событий.

Этот бюджет пока не включает неопределённость χ, неидеальную подготовку, взаимные помехи и разницу двух детекторов. Их включение увеличит ошибку и может изменить оптимальное распределение повторов. Ценность примера состоит в завершённой цепочке от состояния к четырём вероятностям и оценке корреляции. Общая многокубитная спектроскопия существенно шире этой симметричной классической модели [50].

$$\nu_+ = \frac{\langle XX\rangle_{\Phi} - \langle YY\rangle_{\Phi}}{2}$$

$$\nu_- = \frac{\langle XX\rangle_{\Psi} + \langle YY\rangle_{\Psi}}{2}$$

$$c(R) = \frac{\ln\nu_- - \ln\nu_+}{4\chi_y}.$$

(18.7) Последнее равенство использует одинаковое управление, известную χ_y и независимую одинаковую белую компоненту. Логарифм нельзя применять к отрицательной шумовой оценке видности без отдельной статистической модели.

Форма управления входит в закон наблюдений наравне с шумовым коррелятором. Выполненный пример показывает и полезность echo, и цену неверной калибровки. Для пространственных измерений возникает та же задача: определить, какую информацию несут исходные события и какие различия механизмов сохраняются после совместной оценки всех неизвестных величин.

19 Предел различимости и минимальный набор наблюдений

Хорошо описать измеренную кривую ещё не значит определить породивший её механизм. Иногда несколько физических объяснений дают одинаковые вероятности всех доступных исходов. Иногда различие существует, но теряется в ошибках подготовки и регистрации. До обсуждения новой физики необходимо установить, какую информацию действительно содержит опыт и где заканчиваются возможности выбранного набора наблюдений.

Что в действительности измеряет установка

Видность, скорость декогеренции и спектр шума обычно не регистрируются непосредственно. Детектор выдаёт события, координаты, отсчёты напряжения или результаты различения состояний. Переход от них к физическим параметрам использует модель измерения. Если эта модель неточна, дальнейшая математическая строгость не исправляет исходную ошибку. Поэтому анализ начинается с вероятности наблюдаемых данных, включая подготовку, потери и считывание, а не с уже построенной красивой кривой.

В простейшем двухисходном опыте истинная вероятность зависит от видности и управляемой фазы. Пусть ε_0 обозначает вероятность записать единицу вместо нуля, а ε_1 — обратную ошибку. Наблюдаемая вероятность тогда имеет приведённую ниже форму. При N независимых повторениях число единиц подчиняется биномиальному распределению. Неизвестные ошибки считывания могут имитировать уменьшение видности, поэтому их оценивают по отдельным калибровочным данным или совместно с физическими параметрами.

Независимость повторений также является предположением. Медленный дрейф способен связывать соседние события, а отбор зарегистрированных частиц — менять состав наблюдаемой выборки. Поэтому сохраняются порядок измерений, условия каждого запуска и причины исключения данных. Нельзя считать потерянный объект автоматически проявлением локализации: потеря регистрации и потеря фазовой когерентности представляют разные наблюдаемые события и требуют разных частей вероятностной модели.

$$p_{\mathrm{true}} = \frac{1 + V\cos\phi}{2}$$

$$p_{\mathrm{obs}} = \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0 - \varepsilon_1)\,p_{\mathrm{true}}.$$

(19.1) Пример модели двухисходного считывания. Формула не описывает любую установку; она показывает, как ошибки детектора изменяют связь между квантовой видностью и частотой зарегистрированных событий.

Полностью заданный опыт с исходными отсчётами

Дальнейший пример является искусственным вычислительным опытом. Его исходные события получены из заданного биномиального генератора, а не извлечены из лабораторного измерения. Реальная репликация опубликованной интерференционной серии разобрана в главе 12. Эти два материала решают разные задачи: репликация связывает изложение с внешними наблюдениями, а симуляция позволяет проверить процедуру на известной истине и установить частоту её ошибок.

Выбраны два компактных объекта из главы 17. Для каждого выполняются восемь настроек d/ℓ = 0; 0,6; 1,0; 1,6; 2,3; 3,2; 4,5; 6,0, где ℓ = 100 нм. На настройку приходится 1600 зарегистрированных двухисходных событий. Дополнительно имеется 5000 калибровочных событий, в которых контраст считывания проверяется на известном состоянии при нулевом времени накопления. Общий объём обучающей серии равен 30 600 событиям. Нулевая настройка не измеряет пространственный механизм, но ограничивает постоянный фон вместе с калибровкой.

Модель предполагает симметричное бинарное считывание и независимые повторения. Вероятность исхода «плюс» находится на максимуме интерференционной фазы. Контраст с умножается на экспоненту потери когерентности. Коэффициенты b_{0g} и b_{2g} описывают заданное семейство фона; индекс g различает объекты. Квадратичный член — эффективное приближение в выбранном диапазоне, а не универсальный закон среды. Наличие более сложного допустимого фона проверяется отдельно.

В генераторе c = 0,95, b_{01} = 0,04 $с^{-1}$, b_{02} = 0,06 $с^{-1}$, b_{21} = 0,008 $с^{-1}$ и b_{22} = 0,012 $с^{-1}$, если расстояние в квадрате выражено через ℓ^2. В основной сигнальной серии A = 0,12 $с^{-1}$, $r_C = \ell$. Нулевые серии имеют A = 0; слабые сигнальные — A = 0,035 $с^{-1}$. Время первой серии равно 1 с, второй — 0,8 с. Отношения масс фиксированы равными 1 и 1,4. Геометрия в этом примере известна точно; её дополнительная неопределённость потребовала бы отдельных входных калибровок.

В вычислениях используется a = −ln c и масштабированные квадратичные коэффициенты $B_{2}g = 36\,b_{2g}$. Это изменение координат улучшает численную обусловленность, не меняя физическую модель. Совместно оцениваются a, два b_{0g}, два $B_{2}g$ и A. Все скорости неотрицательны. Диапазоны оптимизации заранее заданы: $10^{-5} \le a \le 0{,}3$; $0 \le b_{0g} \le 0{,}3$ $с^{-1}$; $0 \le B_{2}g \le 1{,}4$ $с^{-1}$; $0 \le A \le 0{,}7$ $с^{-1}$. Эти границы являются частью учебной процедуры и сохраняются во всех ансамблях.

Длина ищется на конечной сетке r_C/ℓ = 0,50; 0,65; 0,80; 1,00; 1,25; 1,60; 2,00; 2,50. Для каждого значения заново подбираются все остальные параметры, после чего выбирается наибольшее правдоподобие. Сетка зафиксирована до генерации подтверждающих наборов. Она не изображается непрерывным поиском без ограничений: между узлами могут существовать другие оптимумы, а более плотный поиск потребует новой калибровки процедуры. Такой ограниченный протокол удобен тем, что область его проверки полностью определена.

Исходная запись состоит из N и k для каждой настройки. При независимых испытаниях порядок одинаковых двухисходных событий не добавляет информации к биномиальному правдоподобию, поэтому эти числа являются достаточной статистикой. В настоящем опыте время и порядок также сохранялись бы для проверки дрейфа; в данном генераторе дрейфа по определению нет. Архив содержит все наборы k, параметры генератора и фиксированное зерно 20261113. Отдельный демонстрационный набор использует зерно 20261214 и не отбирался по значимости.

В этом наборе калибровка дала 4863 исхода «плюс» из 5000. Полные две серии представлены в таблице. Максимизация по исходным отсчётам сохраняет естественную зависимость дисперсии от вероятности. Если сначала превратить их в видности и логарифмические скорости, а затем приписать всем точкам одинаковую ошибку, получится другая процедура. Её калибровку нельзя автоматически заимствовать у настоящего биномиального анализа.

$$p_{gj} = \frac{1 + c\exp\{-T_g[b_{0g} + b_{2g}(d_j/\ell)^2 + A(m_g/m_{\mathrm{ref}})^2 f_j(r_C)]\}}{2}$$

$$f_j(r_C) = 1 - e^{-d_j^2/(4r_C^2)}.$$

(19.2) Условная модель вероятности зарегистрированного исхода. Она не включает потери частиц; фиксированное N означает число уже зарегистрированных испытаний. В отдельной калибровке $p_{\mathrm{cal}} = (1 + c)/2$.

Один заранее фиксированный синтетический набор

d/ℓ	**k₁ из 1600**	**k₂ из 1600**
0,0	1539	1528
0,6	1518	1519
1,0	1515	1493
1,6	1476	1472
2,3	1456	1408
3,2	1401	1340
4,5	1381	1294
6,0	1293	1231

Одинаковая кривая для разных механизмов

В главе 10 показано, что пространственную локализацию определённого вида можно воспроизвести случайными импульсами от среды. Глава 18 дала временной аналог: белая внешняя дефазировка и дополнительная необратимая

скорость могут складываться в один неразделимый параметр. Это не недостаток численного алгоритма. Если вероятности совпадают, алгоритм не располагает информацией, позволяющей выбрать физическое происхождение.

Нужно различать точное и практическое вырождение. При точном вырождении никакое увеличение числа повторений того же протокола не решает задачу. При практическом модели немного расходятся, но меньше доступной ошибки. Тогда дополнительная статистика иногда помогает. Однако систематическая неопределённость калибровки не обязана уменьшаться с числом событий. Миллион повторений одного неверно измеренного расстояния не превращает его в правильное расстояние.

Полезная работа начинается с поиска явных преобразований параметров, сохраняющих все предсказания. Если увеличение фундаментальной интенсивности можно полностью компенсировать уменьшением неизвестного белого фона, найдено направление неразличимости. Следующий опыт следует выбирать так, чтобы компенсация перестала работать. Это может быть другая масса, иной пространственный профиль, независимое измерение окружения или энергетическое наблюдение. Его ценность определяется нарушением конкретного вырождения.

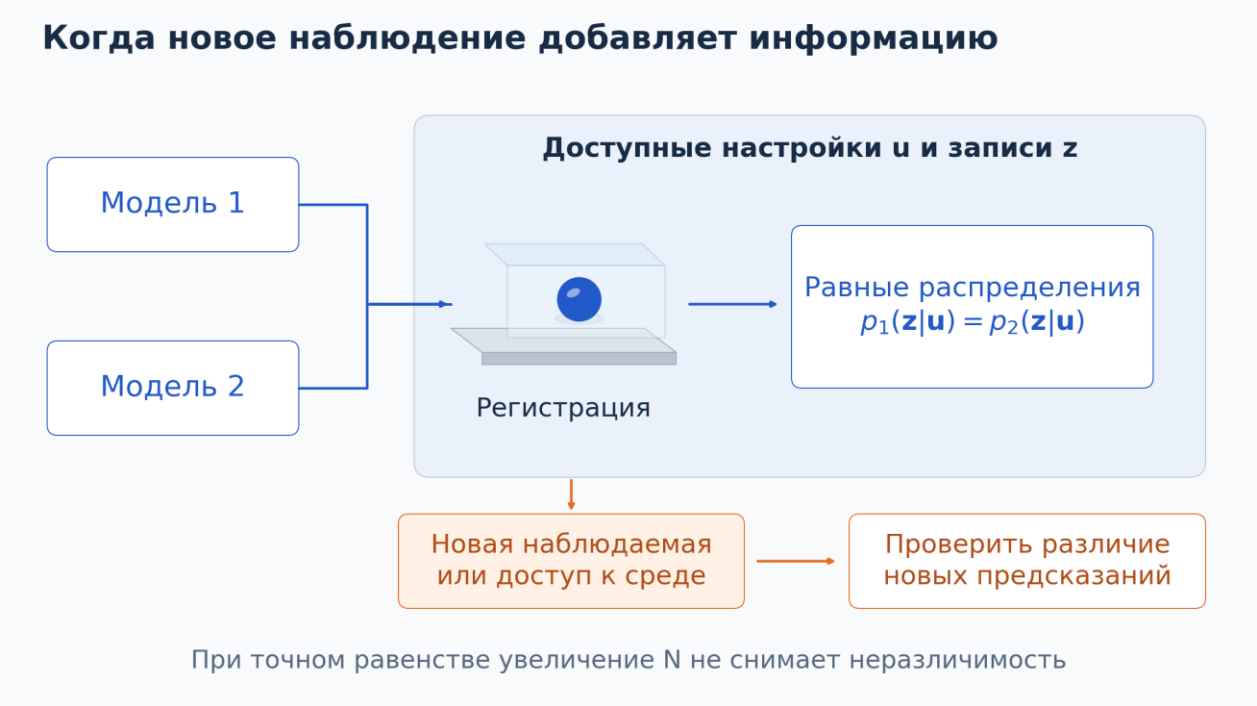


Рисунок 53. Рамка задаёт доступные настройки и регистрацию. Точная операционная неразличимость требует равенства распределений для всего разрешённого семейства протоколов; в процессе с памятью — для полной многовременной статистики, а не только одного конечного канала. При таком равенстве рост числа событий не создаёт недостающей информации. Дополнительное наблюдение или независимый доступ к среде полезны лишь тогда, когда конкретные модели предсказывают для них разные распределения. Блоки «Модель 1» и «Модель 2» обозначают объяснения, а не отдельно наблюдённые механизмы.

Локальная и глобальная различимость

Пусть вектор параметров обозначен через $\boldsymbol{\theta}$, а рассчитанные средние наблюдений — через $\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta})$. Производные предсказаний по параметрам образуют матрицу чувствительности J. Если её столбцы линейно независимы, малые изменения разных параметров воздействуют на данные различным образом. При обычных условиях гладкости полный столбцовый ранг служит достаточным регулярным критерием локальной идентифицируемости. Он показывает, что в достаточно малой окрестности нет непрерывного направления компенсации.

Локальный результат не исключает другого решения далеко от найденного. Нелинейная модель может иметь несколько раздельных областей параметров с одинаковыми предсказаниями. Поэтому необходимы аналитический поиск симметрий, исследования профилей правдоподобия и численный запуск из разных начальных областей. Даже успешный численный поиск не является доказательством глобальной единственности во всём непрерывном пространстве. Его область и разрешение должны быть указаны.

Особенно важна граница нулевой интенсивности. Если дополнительный механизм выключен, его длина корреляции может вообще не влиять на данные. Оценивать её в такой точке обычным симметричным доверительным интервалом бессмысленно. Кроме того, недостаточный ранг производных не всегда доказывает полную нелинейную неидентифицируемость: бывают особые точки, в которых первая производная обращается в нуль. Поэтому проверка ранга дополняет исследование модели, но не заменяет его.

$$J_{ka} = \frac{\partial g_k}{\partial \theta_a}$$

$$\mathcal{J} \simeq J^{T} \Sigma^{-1} J.$$

(19.3) Матрица чувствительности и информационная матрица в гауссовом приближении с фиксированной известной ковариацией Σ. Для исходных счётных данных информация вычисляется из соответствующего правдоподобия.

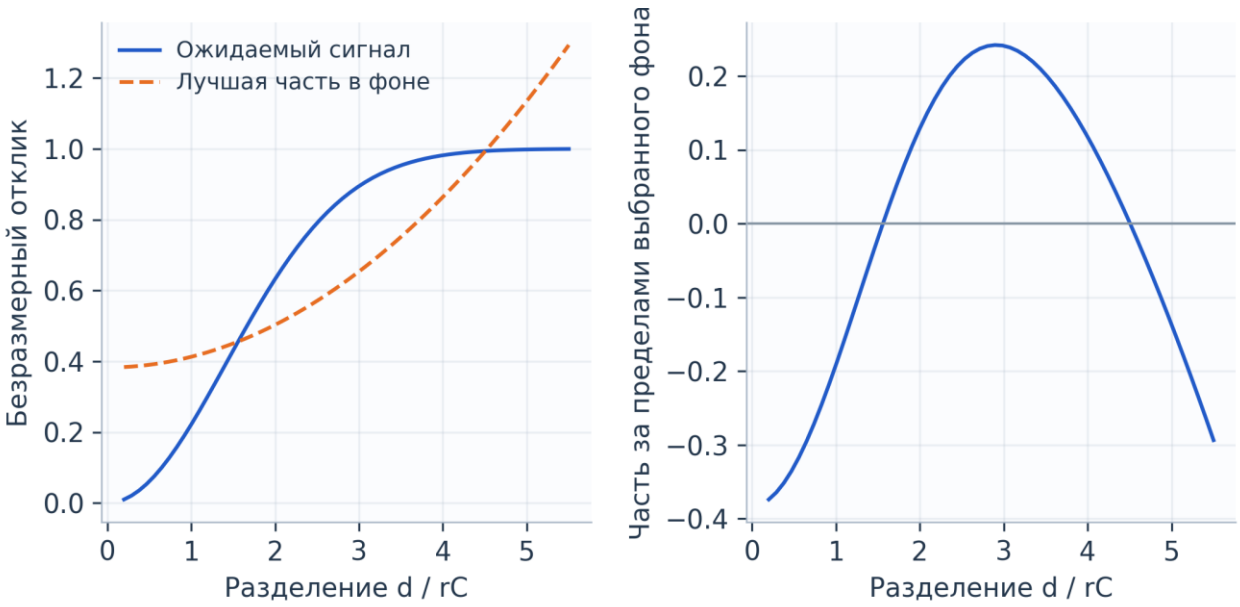


Рисунок 54. Проекция сигнала на пространство постоянного и квадратичного фона при равных весах. Для различения остаётся только непоглощаемая этим фоном часть; расширение модели среды может уменьшить её.

Как исключать известную форму фона

Контраст главы 10 можно обобщить. Представим набор оценённых скоростей как сумму известного семейства фоновых зависимостей, проверяемого сигнала и ошибки. Столбцы матрицы F задают допустимые формы фона, например константу и квадрат разделения. Вектор $\mathbf{s}$ описывает форму единичного сигнала при фиксированном масштабе корреляции. Требуется построить веса $\mathbf{w}$, для которых $\mathbf{w}^T F = 0$. Тогда соответствующая комбинация данных не зависит от коэффициентов выбранного фона.

При известной положительно определённой ковариации Σ задача имеет явное решение: из сигнала вычитается та часть, которая лежит в пространстве фоновых зависимостей. Затем оставшаяся часть взвешивается обратной ковариацией. Ниже приведена эта конструкция для линейно независимых столбцов F. При зависимых столбцах сначала выбирается независимый базис либо используется корректно определённое обобщённое обращение. Прямое обращение почти вырожденной матрицы способно создать искусственно огромную чувствительность.

Сокращается только записанный фон. Если в реальности есть дополнительная пространственная зависимость, она может остаться в контрасте целиком. Поэтому полезны два расчёта: основной с физически обоснованной моделью и проверка устойчивости с расширенным семейством допустимых отклонений. Если после разумного расширения сигнал исчезает, результат следует признать зависимым от предположений о фоне. Сам факт использования линейной алгебры не делает диагностику независимой от модели.

$$\mathbf{s}_\perp = \mathbf{s} - F(F^T \Sigma^{-1} F)^{-1} F^T \Sigma^{-1} \mathbf{s}$$

$$\mathbf{w} \propto \Sigma^{-1} \mathbf{s}_\perp.$$

(19.4) Проекция сигнала вне выбранного фонового подпространства в метрике ошибок. Веса должны определяться моделью и калибровкой до проверки на подтверждающей выборке.

Максимум контраста не равен лучшему эксперименту

В идеальном расчёте можно найти расстояние, при котором абсолютный контраст максимален. Реальная чувствительность зависит также от числа событий, потерь, ошибок регистрации и стоимости каждого запуска. При большем разделении видность может стать слишком низкой, а неопределённость скорости — слишком большой. Тогда точка с наибольшим теоретическим сигналом окажется менее полезной, чем точка с меньшим эффектом, но более надёжным считыванием.

В гауссовом линейном приближении для известного сигнала получается указанное ниже отношение ожидаемого эффекта к статистической ошибке. Оно относится к фиксированным параметрам формы и известной ковариации. Если масштаб корреляции ищется среди многих вариантов, нужно учитывать сам поиск. Если ковариация оценена неточно, её неопределённость также переносится в результат. Для реального проектирования предпочтительнее рассчитывать ожидаемые исходные события и оценивать полную процедуру анализа на искусственных выборках.

Байесовское планирование интерферометрических тестов коллапса с учётом давления, теплового излучения и числа измерений исследовано Лэйнгом и Бейтманом [19]. Это существующий пример того, как экспериментальная геометрия связывается с информацией о параметрах. В данной программе критерий выбора следует дополнить устойчивостью к неопределённому фону: хороший опыт должен сохранять различимость при допустимом изменении калибровки, а не только в одной наиболее удобной точке модели.

$$Z_{\mathrm{exp}} = A\sqrt{\mathbf{s}_\perp^T \Sigma^{-1} \mathbf{s}_\perp}.$$

(19.5) Ожидаемое отношение сигнала к шуму в оговорённом линейном гауссовом приближении. Это инструмент проектирования, а не готовая значимость обнаружения в реальных данных.

Минимальный набор не задаётся одним числом

Число измерений и число независимых наблюдений — разные вещи. Тысяча повторений при одной настройке уточняет одну вероятность. Несколько разных настроек могут дать новую структуру зависимости, но лишь если их предсказания не являются копиями друг друга. Поэтому правило «параметров четыре, достаточно четырёх точек» ненадёжно. Оно не учитывает неизвестную калибровку, вырождения и необходимость проверять качество самой модели.

Для пространственно-временной программы разумный минимальный набор определяется задачей. Нужны наблюдения, ограничивающие окружение, хотя бы несколько различающихся геометрий, временная последовательность, чувствительная к памяти, и независимая серия для проверки переноса. Однако эти категории не гарантируют успех сами по себе. Перед экспериментом следует построить совместную модель и установить, какие параметры остаются неопределёнными. Иногда один хорошо выбранный дополнительный режим полезнее десятка близких вариантов прежнего.

Необходимо также измерять параметры входа. Ошибка массы, расстояния или длительности изменяет само теоретическое предсказание. Такие величины нельзя всегда считать абсолютно известными и помещать всю неопределённость только на вертикальную ось графика. Совместная модель может включать калибровочные параметры с отдельными данными. Тогда видна настоящая цена вывода: какой точности геометрии и среды достаточно, чтобы интересующее различие не исчезло.

Проверка на отложенных данных

После выбора модели требуется испытание на данных, не использованных для настройки её формы. Отложенная серия может менять массу, расстояние, температуру или управляющую последовательность. Условия выбираются заранее так, чтобы конкурирующие модели давали различные прогнозы. Простое случайное разделение почти одинаковых повторов на две части проверяет воспроизводимость оценки, но обычно слабее проверяет перенос физического закона в новый режим.

Перед открытием подтверждающей серии фиксируются все правила: диапазон параметров, калибровочные поправки, критерий несогласия и допустимые варианты модели среды. Это не запрещает последующее исследование неожиданностей. Оно лишь отделяет заранее сделанное предсказание от объяснения, найденного после просмотра результата. Если новая особенность требует изменить модель, следующая независимая серия должна проверять уже изменённую версию.

Разные статистические подходы отвечают на разные вопросы. Частотная процедура оценивает поведение правила при повторении опытов; байесовская обновляет распределение параметров при заданных исходных предположениях. Сильная зависимость вывода от выбранного априорного диапазона должна быть показана. Ни высокий коэффициент сравнения моделей, ни малая вероятность в одной нулевой модели не означают автоматически, что учтены все физические альтернативы.

Профиль параметра и результат отложенной серии

Для приведённых отсчётов статистика сравнения с A = 0 составляет 57,369. Полный поиск по длине включён как в это число, так и в нулевую калибровку главы 21. Наилучшая оценка A равна 0,15334 $с^{-1}$. Однако точка максимума не

показывает ширину неопределённости. Если увеличение A сопровождается изменением r_C и фоновых коэффициентов, предсказания могут меняться мало. Это видно в профильном правдоподобии, где при каждом фиксированном A заново оптимизируются фон и вся сетка длин.

Для демонстрационного набора профильная область по A простирается от 0,090 до 0,275 с⁻¹ на сетке шага 0,005 с⁻¹. Порог профильной разности равен 4,2681 и получен отдельным моделированием при A = 0,12 с⁻¹ и указанном фоне. Это точечная калибровка в заданном внутреннем режиме. Она не доказывает равномерное 95-процентное покрытие для всех возможных A, фонов и непрерывных r_C. Фактическая проверка покрытия на независимом ансамбле приведена в главе 21.

Отложенный протокол использует d/ℓ = 0,85; 1,35; 2,05; 2,85; 4,80 и длительности, уменьшенные в 0,65 раза. Для каждого объекта на настройку приходится 800 событий; дополнительно сохраняется независимая регистрационная калибровка. Все предсказания вычислены по параметрам обучающей серии. Новые отсчёты не участвуют в повторной настройке A, r_C или фона. Это проверяет перенос по расстоянию и времени, а не только устойчивость случайного деления повторений прежней настройки.

Суммарное расхождение отложенных отсчётов с прогнозом в форме Пирсона составляет 13,484. Его референсное распределение построено симуляцией полного пути: новая обучающая выборка, новый подбор и новые отложенные события. Поэтому ошибка прогнозируемых параметров не считается нулевой. Хвостовая доля равна 0,392 для 1000 повторений при номинальной модели. В данном примере прогноз согласуется с новой серией. Это точечная проверка выбранного генератора; расширение класса фона способно изменить вывод.

В начале второй серии измеренная вероятность для первого объекта равна 762/800 = 0,9525; прогноз составляет примерно 0,95675. Для последней настройки второго объекта наблюдается 672/800 = 0,8400 при прогнозе около 0,85109. Разность между отдельными точками естественна для конечных счётных данных. Смысл общего критерия в том, чтобы оценивать всю последовательность по заранее заданному правилу, не выделяя задним числом наиболее удачную или наиболее расходящуюся точку.

При появлении несогласия следующий шаг зависел бы от его структуры. Общий сдвиг калибровки отличается от ошибки временного масштаба; избирательное расхождение больших расстояний указывает на другую часть модели. Отложенные данные можно после проверки использовать для разработки следующей версии описания, но тогда потребуется ещё одна независимая серия. Воспроизводимая процедура делает этот переход явным и позволяет отделить объяснение уже увиденного от действительно нового предсказания.

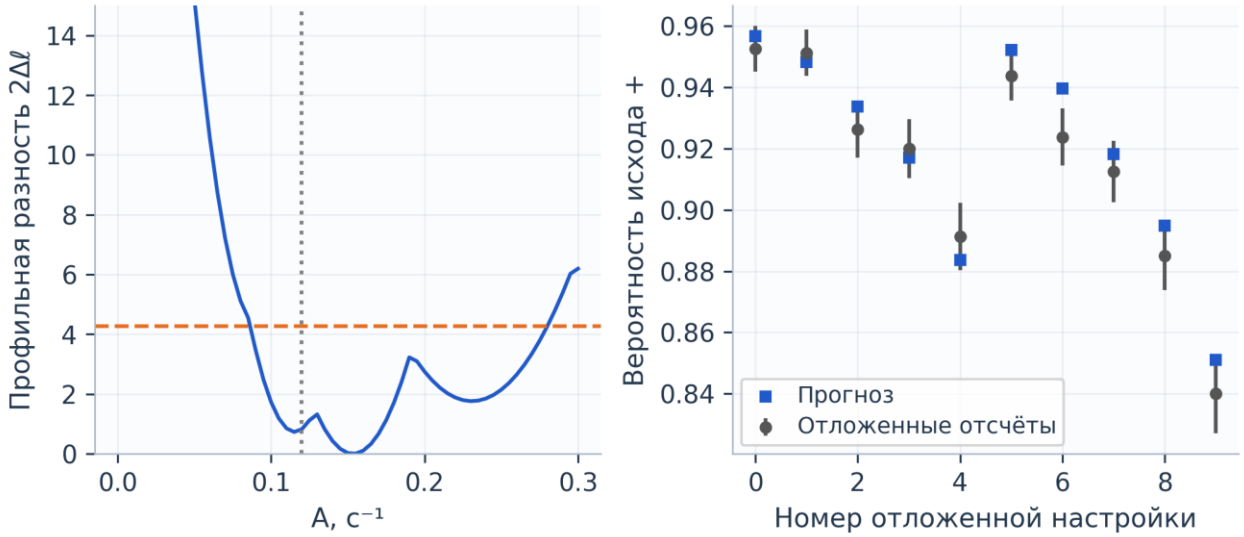


Рисунок 55. Профиль амплитуды и прогноз отложенных биномиальных событий. Слева показана разность логарифмических правдоподобий после полного поиска по сетке r_C; справа — прогноз и независимые отсчёты новых настроек. Вертикальный пунктир отмечает введённое A, горизонтальный — калиброванный порог. Полосы справа показывают одну биномиальную стандартную ошибку частот, без ошибки прогнозируемых параметров; общий критерий учитывает её отдельным моделированием. Все события синтетические.

Граница физического вывода

После полного анализа результат должен формулироваться на том уровне, который поддерживают наблюдения. Возможны ограничение параметров, обнаружение несоответствия известному фону, предпочтение одной параметризации другой или успешное предсказание новой серии. Эти утверждения различаются по силе. Их нельзя незаметно заменить общим заявлением о новой природе реальности.

Предел различимости тоже является положительным научным результатом. Если доказано, что выбранный класс измерений не отличает две гипотезы, исчезает основание многократно повторять бесполезное сравнение. Можно указать, какое предположение необходимо добавить и какое наблюдение способно проверить это предположение. Так математическое ограничение превращается в руководство для следующего эксперимента.

Результаты выполненного анализа следует читать как карту условий: в одной области параметры определимы, в другой различим только их общий вклад, в третьей всё скрывает калибровка. Такая карта честнее одной предельной цифры чувствительности и полезнее для выбора оборудования. Она объясняет, какую неопределённость необходимо уменьшить первой, чтобы очередное измерение действительно добавило знания.

20 Измерительные установки и полный путь данных

Исследовательская программа получает экспериментальный смысл, когда каждому наблюдению соответствует понятный способ регистрации. Ниже предложены концепции протоколов, для которых можно составить расчёт отклика, перечень калибровок и критерии осуществимости. Их назначение — связать проверяемые гипотезы с устройствами. Реальные технические параметры должны появиться из анализа выбранной лаборатории и измеренного оборудования.

Три разных роли экспериментальной платформы

Не всякая полезная установка должна непосредственно искать новый фундаментальный эффект. Первая роль платформы — проверить методы управления и статистического анализа на известном сигнале. Вторая — ограничить окружающие воздействия, которые способны имитировать искомую динамику. Третья — создать физическое состояние, действительно чувствительное к проверяемой модификации. Эти роли могут выполняться разными устройствами. Их соединяет согласованный расчёт, а не обязательное внешнее сходство.

Например, хорошо управляемый внутренний кубит удобен для исследования ошибок импульсов и восстановления временных корреляций. Пространственный интерферометр позволяет непосредственно исследовать когерентность между ветвями с различным распределением массы. Механический датчик способен предоставить сведения о силовом шуме и энергетическом обмене. Полученные числа нельзя сравнивать напрямую как одинаковые «уровни декогеренции». Для каждой платформы нужна собственная передаточная модель, связывающая общие параметры гипотезы с зарегистрированными событиями.

Подготовка таких моделей должна предшествовать выбору красивой аппаратной схемы. Сначала выясняется, какие два объяснения остаются неразличимыми. Затем ищется наблюдаемая величина, разрушающая это вырождение. После этого оценивается возможность её измерить. Такой порядок позволяет остановить разработку неудачной концепции на стадии вычислений, когда ещё не затрачены месяцы на устройство, лишённое необходимой физической чувствительности.

Пространственный интерферометр с меняющейся геометрией

Первая концепция предназначена для проверки геометрического закона локализации. Предполагается система, в которой можно контролировать несколько пространственных конфигураций когерентного состояния и регистрировать итоговое распределение событий. Центральный объект расчёта — полная история состояния от подготовки до считывания. В идеализированном режиме двух узких удерживаемых пакетов применима скорость, зависящая от их

расстояния. В более сложном интерферометре требуется распространение всего состояния через элементы устройства.

Особенно осторожно следует обращаться с интерференцией ближнего поля. Её нельзя без проверки заменить картиной двух неподвижных траекторий и подставить максимальное расстояние в простую экспоненту. Предлагаемый протокол должен рассчитывать тот рисунок, который действительно видит детектор, включая распределение скоростей, прохождение элементов и конечное разрешение. Контраст главы 10 тогда выступает диагностическим пределом модели, а не универсальной формулой для любой геометрии.

Основная серия меняет пространственный профиль при контролируемых условиях среды. Дополнительные серии намеренно варьируют известный внешний фактор, чтобы проверить предсказанную реакцию. Подавление интерференции фуллеренов при росте давления газа уже наблюдалось и количественно сопоставлялось с теорией декогеренции [26]. Для предлагаемой программы такая зависимость служит образцом содержательной калибровки: модель должна предсказывать управляемое изменение фона прежде, чем её остаткам приписывается иной механизм.

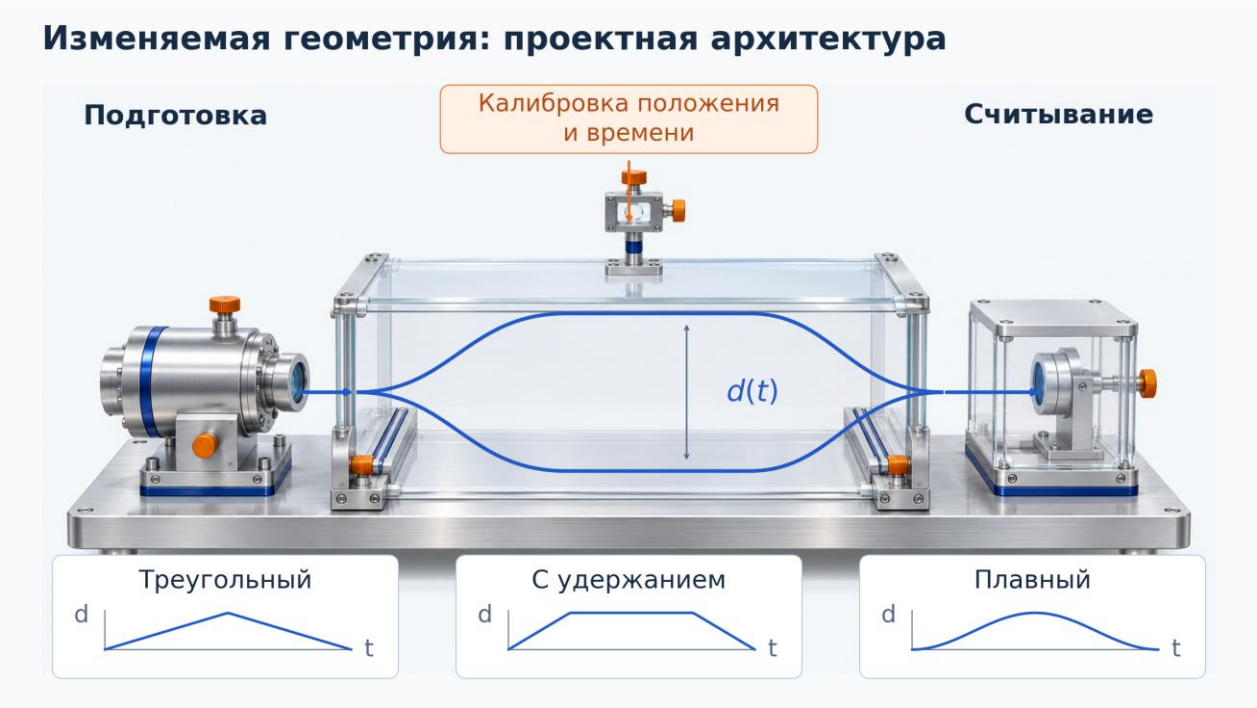


Рисунок 56. Проектная функциональная архитектура для изменяемого пространственного профиля состояния: подготовка, управляемое разведение и сведение, считывание и отдельная калибровка положения и времени. Синие линии показывают идеализированные компоненты состояния, оранжевый вход — независимый контроль. Вставки сравнивают формы истории d(t), включая её начало и завершение; максимального разделения недостаточно. Аппаратный рисунок концептуален: здесь не заявлены реализованные массы, вакуум, время удержания или чувствительность. Эта двухветвевая схема не заменяет распространения полного состояния в опубликованном натриевом интерферометре ближнего поля.

Тепловой и газовый фон

Измерение давления само по себе не определяет столкновительный фон. Существенны состав газа, распределение скоростей, свойства взаимодействия и вероятность регистрации объекта после столкновения. Теория такого воздействия требует конкретной модели рассеяния; строгие выводы основного уравнения рассматривались, в частности, Хорнбергером и Сайпом [45]. В проектном расчёте нельзя заменять неизвестную зависимость одним коэффициентом лишь потому, что при этом получается удобная чувствительность.

Тепловое состояние также неоднородно по смыслу. Температура камеры, внутреннее возбуждение частицы и эффективная температура её движения описывают разные величины. Тепловое излучение нагретых молекул действительно способно снижать интерференционную видность; такой механизм был исследован в опытах с молекулами C70 [25]. Поэтому охлаждение движения не освобождает от оценки внутреннего нагрева, поглощения света и испускания фотонов в ходе всей последовательности.

В концепцию включаются отдельные серии с изменением мощности и длительности освещения, контролем фона детектора и проверкой воспроизводимости после возвращения к исходным условиям. Такая обратимость настройки помогает отличить устойчивую физическую зависимость от медленного изменения устройства. Параметры воздействия желательно регистрировать для каждого запуска. Среднее значение за день может скрыть корреляцию между дрейфом лазера и порядком выполнения разных геометрий.

Управляемый датчик для проверки временной модели

Вторая концепция использует двухуровневую систему с доступной подготовкой, импульсным управлением и считыванием. Её первая задача — проверить весь путь от заданного шума до восстановленных параметров. В систему можно подать известное искусственное фазовое воздействие, выполнить несколько последовательностей и выяснить, насколько точно анализ возвращает введённый спектр. Такая проверка устанавливает возможности метода, хотя сама по себе не является поиском дополнительного природного механизма.

Полезно отделить серию, по которой выбирается шумовая модель, от серии, на которой проверяется прогноз. Во второй используются иные интервалы или расположение импульсов. Дополнительно измеряются ошибки поворотов и зависимость считывания от числа операций. Если восстановленное время памяти начинает меняться вместе с технической формой импульса, сначала исследуется модель управления. Приписывать такое изменение универсальному свойству материи было бы преждевременно.

Для перехода от этого стенда к проверке массовой локализации необходимо физически связать внутреннее состояние с различными распределениями массы. Тогда расчёт должен включать движение объекта, пространственное разделение, его обратное совмещение и дополнительный шум управляющего

поля. Нельзя переносить чувствительность обычного спинового echo в эту задачу простой заменой обозначений. Возможность такой связи и её точность составляют самостоятельный этап проверки осуществимости.

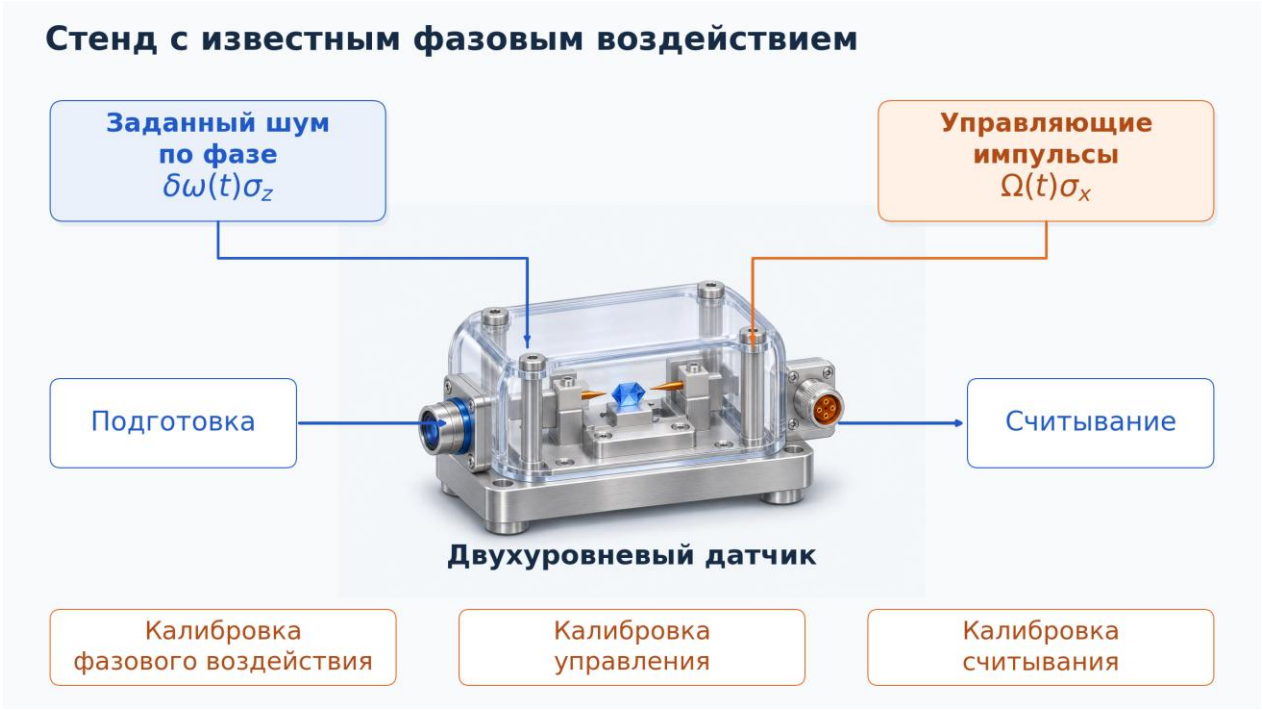


Рисунок 57. Учебный стенд отделяет известное искусственное фазовое воздействие по σ_z от поперечного импульсного управления по σ_x. Подготовка и считывание образуют основной тракт; воздействие, импульс и регистрацию проверяют независимыми калибровками. Рисунок показывает функциональные каналы и концептуальный датчик, а не реализованную электрическую разводку или достигнутые характеристики конкретного прибора. Возврат введённых параметров проверяет метод; он не свидетельствует об открытии фундаментального шума. Для перехода к массовой локализации дополнительно требуется физическая связь внутренних состояний с различными распределениями массы.

Учебный стенд с проверяемой ошибкой

Расчёты двух предыдущих глав задают законченный учебный стенд из трёх уровней. На первом уровне известно физическое состояние и закон воздействия. На втором задан детектор и генерируются исходные события. На третьем применяется зафиксированный анализ, который не имеет доступа к скрытым значениям генератора. Эта организация позволяет обнаруживать ошибки обработки, не требуя заранее существования нового природного механизма.

Для пространственного стенда сохраняются настройки, N, k и результаты общей калибровки. Проверка начинается с нулевого разделения и известного сигнала, продолжается полным поиском по длине и завершается прогнозом иной геометрии. Для временного стенда сначала воспроизводятся аналитические Ramsey и echo, затем вводятся конечная длительность, ошибочный угол и несогласованность считывания. В обоих случаях известно, когда остаток вызван искусственно введённой технической причиной. Это делает ложную физическую интерпретацию наблюдаемым результатом проверки программы.

Статистический бюджет не равен длительности лабораторной работы. В пространственном примере 30 600 — число зарегистрированных событий. При эффективности η и времени цикла t_{cycle} ожидаемое время набора было бы порядка $N\,t_{\mathrm{cycle}}/\eta$, если потери независимы и цикл одинаков. В реальной установке оба множителя зависят от подготовки, массы, геометрии и требований к отбору. Поэтому абсолютное время этого учебного стенда не назначается. Оно рассчитывается только после выбора согласованного паспорта устройства.

Опубликованная платформа и её воспроизведённые данные рассматриваются в главах 7, 9 и 12. Её реальные параметры нельзя подменять безразмерными коэффициентами учебного примера. В частности, ближнепольное распределение не сводится автоматически к единственному бинарному максимуму или к паре неподвижных пакетов. Связь между двумя описаниями методическая: исходные события, калибровка, правдоподобие, проверка ошибок и прогноз. Передаточная физическая модель остаётся собственной у каждой установки.

Практическая последовательность разработки поэтому имеет измеримые остановки. Сначала алгоритм должен возвращать известный введённый сигнал и предусмотренную частоту ложных тревог. Затем проверяется отклик реальных калибровочных серий. После этого сравнивается физическая модель интересующего опыта. Если уже на первом уровне не воспроизводится генератор или обнаружение оказывается чувствительным к незаметному выбору сетки, усложнение аппаратуры не исправляет дефект процедуры.

Воспроизводимая запись включает не только удачный рисунок. Сохраняются отрицательные исходы: ошибочная модель среды, неверный импульс, несовпадающая калибровка. Они показывают, какие выводы запрещены даже при большой формальной чувствительности. В следующей главе из этих результатов складывается количественная карта применимости выбранной программы.

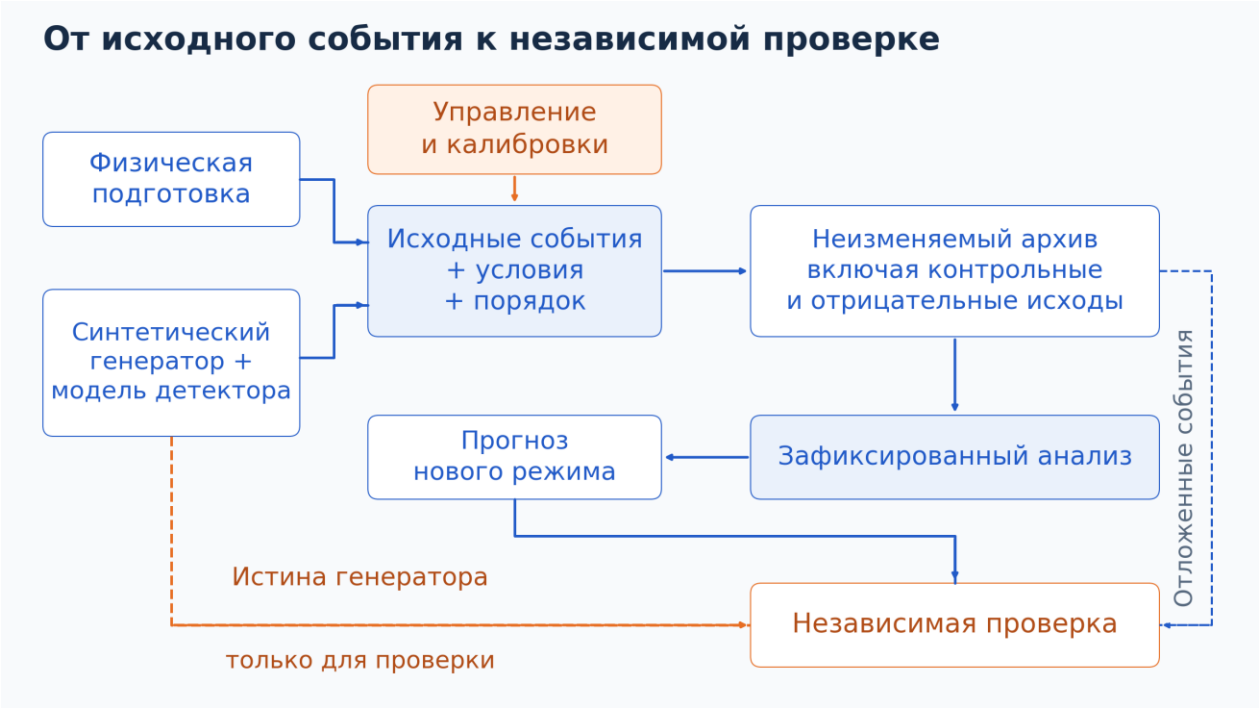


Рисунок 58. Физическая и синтетическая подготовки являются разными источниками исходных событий. Настройки, калибровки, порядок измерений, контрольные и отрицательные исходы сохраняются до анализа. Зафиксированный анализ строит прогноз нового режима; отложенные события поступают непосредственно к независимой проверке и не возвращаются в подгонку до её завершения. Истинные параметры синтетического генератора доступны только проверяющему модулю. Зарегистрированное событие не тождественно подготовке или времени набора. Реальный маршрут должен сохранять также исключённые события и причины отбора; условная биномиальная модель применима лишь при своих предположениях.

Два датчика и пространственные корреляции

Третья концепция предназначена для изучения совместного шума. Два датчика размещаются в нескольких конфигурациях, а анализ оценивает не только локальные спектры, но и взаимные зависимости. Смена расстояния и ориентации полезна, если разные механизмы предсказывают разные пространственные законы. Для квантовых последовательностей требуется учесть взаимное управление и прямую связь датчиков. Для механических каналов дополнительно рассчитывается отклик каждого чувствительного элемента.

Общие электронные компоненты, световой источник и механическая опора способны создавать корреляции, внешне похожие на действие общего поля. Поэтому проект включает контрольные перестановки и изменения маршрута технической связи при сохранении исследуемой геометрии. Если корреляция следует за кабелем или общим усилителем, это информация о приборе. Если она сохраняет определённую пространственную зависимость при независимых способах считывания, появляется более сильное основание для дальнейшего физического анализа.

Необходимо калибровать относительное время каналов. Ошибка задержки меняет фазу взаимного спектра и способна исказить вывод о распространении или памяти воздействия. Одновременно должны оцениваться взаимные помехи

при управлении: импульс одного датчика может непосредственно возмущать другой. Контрольная серия проверяет этот путь передачи. Только после этого имеет смысл сопоставлять наблюдаемую корреляцию с ядром универсальной гипотезы главы 17.



Рисунок 59. Два датчика имеют отдельные тракты регистрации и регулируемое расстояние R. Оранжевый пунктир выделяет проверяемые технические пути общей помехи: свет, электронику, тактовый сигнал, механическую опору, прямую связь и перекрёстное управление. Общий лазер, усилитель или часы не считаются безошибочными по определению. Контрольная перестановка кабелей и разделение электроники выполняются при сохранении R и ориентации. Относительную задержку регистрации Δt калибруют отдельно от физической временной структуры исследуемой корреляции. Аппаратные изображения обозначают концептуальные чувствительные модули, а не конкретную экспериментальную реализацию.

Механические наблюдения и состояние подготовки

Силовой шум и нагревание дают дополнительную информацию о механизме, который предполагается пространственно локализующим. Но измеряется движение механического объекта, а не абстрактная сила. Поэтому требуются масса, частотный отклик, затухание, характеристики регистрации и возможная корреляция считывания с обратным воздействием. При наличии такой корреляции простое сложение «шума объекта» и «шума прибора» может оказаться неверным. В рабочей модели сохраняются все значимые перекрёстные члены.

Эксперимент Делича и соавторов продемонстрировал охлаждение движения оптически удерживаемой наночастицы до квантового основного состояния [52]. Этот результат является конкретной опорой для обсуждения подготовки массивных квантовых систем. Он не означает автоматической готовности пространственной суперпозиции с требуемым разделением. Между охлаждением, созданием состояния, его удержанием и убедительным

считыванием существуют отдельные задачи, каждая из которых влияет на итоговую чувствительность.

Концепция совместной проверки предполагает использовать один набор параметров дополнительного механизма для интерференции и механических наблюдений. При этом модель фоновых сил у каждой платформы своя. Совпадение численных остаточных мощностей не является достаточным признаком общего происхождения. Проверяется полный предсказанный переход между наблюдениями, включая геометрию и частотную полосу. Именно такой переход способен сделать дополнительный канал независимым испытанием гипотезы.

Паспорт осуществимости и выбор следующего шага

Для каждой концепции нужен паспорт с измеренными или обоснованно доступными параметрами. Он включает массу и форму объекта, распределение начальных состояний, историю разделения, время цикла, эффективность регистрации и неопределённости среды. Отдельно фиксируются характеристики, которые уже продемонстрированы именно в выбранной комбинации, и характеристики, которые пока только предполагается совместить. Сумма рекордов разных лабораторий не образует автоматически параметры одного осуществимого опыта.

Продление времени наблюдения иногда мотивирует космические концепции. В публикации MAQRO рассматривалось, как свободное падение, вакуум и микрогравитация могут изменить возможности массивной интерферометрии [53]. Это проектное обоснование, а не свидетельство реализации рассматриваемого здесь протокола. Сравнение наземной и космической схем должно включать весь цикл подготовки, контроля и регистрации. Более длительное свободное движение полезно только тогда, когда создаваемая им информация сохраняется в реально измеряемом результате.

Следующий этап выбирается по наиболее ограничивающей неопределённости. Если различимость уничтожает калибровка считывания, увеличение массы не решает задачу. Если её ограничивает фон теплового излучения, полезнее исследовать тепловую модель. Если все технические потери достаточно малы, а сигнал остаётся неразличимым по физическим причинам, требуется другая наблюдаемая величина. Такой выбор сохраняет ресурсы и делает каждое улучшение установки связанным с конкретным научным вопросом.

Численные примеры книги закрывают разные части паспорта: опубликованный интерференционный опыт даёт реальный набор параметров и внешнюю репликацию, пространственная симуляция — проверенную процедуру вывода, а управляемый датчик — вычисленный бюджет модельной ошибки импульсов. Их совместное использование не означает, что все характеристики уже реализованы в одном устройстве. Разработка нового прибора требует отдельного согласования этих трёх уровней.

Законченный проект связывает состояние, окружающую среду, управление, детектор и правило вывода. Выполненные расчёты показывают, на каком уровне исчезает предполагаемая различимость и какое изменение действительно добавляет информацию. Последняя глава сопоставляет эти результаты с литературой и фиксирует условия, при которых исследовательская программа сохраняет смысл.

21 Результаты вычислительной программы и пределы вывода

Программа завершается результатами нескольких разных проверок: воспроизведением известного опыта, анализом искусственных исходных событий, испытанием ошибочного фона и расчётом конечного управления. Каждый результат имеет свою область применимости. Их сопоставление показывает, что уже установлено в рамках моделей и какие утверждения потребуют новых наблюдений.

Что принадлежит литературе и что выполнено здесь

Книга соединяет существующие физические модели и методы вывода в воспроизводимую последовательность расчётов. Исторический приоритет CSL, динамического развязывания, многокубитной шумовой спектроскопии и статистических тестов не переносится на эту последовательность. Научный вклад конкретного нового протокола определяется отличием его предпосылок и результата от ближайших опубликованных работ, а не количеством объединённых направлений.

Важные непосредственные предшественники статистической части — исследования Schrinski и соавторов 2019 и 2020 годов [65, 66]. В них исходные измерения и их неопределённости используются для проверки параметризованных модификаций квантовой механики. Работа Laing и Bateman рассматривает байесовский вывод и выбор экспериментального управления в ближнеполевой интерферометрии с фоновыми механизмами [19]. Сама идея проводить вывод по событиям или учитывать давление поэтому не является новым результатом этой книги.

Собственная выполненная часть здесь имеет учебный и методический статус: определён полностью воспроизводимый биномиальный протокол, выполнены независимые ансамбли ошибок, показан перенос на отложенные расстояния, рассчитано влияние конечных импульсов и предъявлен контрпример ошибочной физической атрибуции. Полученные числа относятся к явно заданным моделям. Они не заявляются впервые открытыми законами, универсальными пределами природы или экспериментальным обнаружением коллапса.

Сравнительная таблица показывает место приведённых расчётов среди существующих методов. Для установления нового научного результата требуется доказать преимущество конкретного протокола над ближайшим методом при одинаковых физических ресурсах либо выявить ранее неизвестную границу различимости. Представленные здесь методические выводы подкреплены вычислениями и проверками их применимости.

Ближайшие предшественники и статус выполненной работы

Опорная работа	Известный результат	Использование в книге
Schrinski и др. 2019 [65]	Вывод по исходным данным и неопределённостям	Основание анализа событий; отдельная частотная симуляция собственного учебного протокола
Schrinski и др. 2020 [66]	Проверка модификаций в интерференции материальных волн	Разграничение ограничения модели и общего утверждения о классичности
Laing и Bateman 2024 [19]	Байесовский анализ фона и выбор управления	Ориентир физической полноты; расчёт условного KL для четырёх учебных дизайнов
Arenz и др. 2015 [47]	Динамическое развязывание в проверке альтернативных теорий	Явное уточнение конечного управления и ложного остатка
Paz-Silva и др. 2017 [50]	Многокубитная гауссова шумовая спектроскопия	Частный двухдатчиковый пример с указанными вероятностями
Green и др. 2013 [67]	Управление произвольной формы и универсальный шум	Численное распространение конкретного прямоугольного импульса

Воспроизведённые пределы и независимые вычисления

Расчётная программа начинается с проверки контрольных пределов. Пространственное ядро воспроизводит компактный предел и исчезает при нулевом разделении. Трёхточечный контраст исключает заявленные постоянный и квадратичный фоновые члены, а его обобщение на линейное разведение и сведение меняет оптимальное расстояние. Аналитические Ramsey и echo совпадают с независимым интегрированием и с мгновенным пределом полного распространения управляемого датчика.

Для стохастической временной модели дополнительно проверена сходимость эрмитового разложения. Для гравитационного примера сравниваются матрица состояния, спектр частичного транспонирования и аналитический порог. Для статистической части сохранены исходные биномиальные отсчёты и полные результаты подбора. Такие проверки не доказывают истинность физических гипотез, но позволяют исключить ряд ошибок нормировки, индексов и программной реализации.

Внешняя репликация использует опубликованные данные и авторский анализ, представленные в главе 12: 95 сканов, 3895 позиций и 10 772 714 зарегистрированных отсчётов. При исходных фиксированных калибровках и пространственном масштабе $\hbar/\sigma_q = 10$ нм получено $\tau_5 = 2{,}842065516 \cdot 10^{15}$ с и $\mu = 15{,}453634$, что воспроизводит опубликованные округлённые значения. Независимая трапециевидная интерполяция квантиля даёт $\mu = 15{,}451403$.

Разность около 0,00223 меньше точности приведённого в статье округления. Это повторение заявленной процедуры, а не новый слепой анализ всех систематик; собственные симуляции этой части имеют отдельные предпосылки и калибровки.

Частота ошибок полной процедуры

Для пространственного опыта применена статистика отношения правдоподобий $q = 2(\ell_1 - \ell_0)$. В альтернативе A неотрицательна и перебирается вся заранее заданная сетка r_C; в нуле $A = 0$. При нуле длина не определяется из данных. Поэтому порог взят из отдельного нулевого ансамбля, прошедшего тот же подбор и тот же поиск, а не из обычной формулы для одного внутреннего параметра.

Первый ансамбль из 1000 наборов калибрует 95-й процентиль: $q_{\mathrm{crit}} = 3{,}48640$. Второй независимый нулевой ансамбль дал 56 превышений из 1000. Частота ложных обнаружений равна 5,6 %; 95-процентный интервал Уилсона для Monte Carlo оценки составляет 4,3 %–7,2 %. Различие от номинальных 5 % находится в пределах конечной статистики проверки. Сам порог также оценён по конечному ансамблю; указанный интервал условен на его реализованном значении.

При внесённой $A = 0{,}12\ \mathrm{с}^{-1}$ процедура обнаружила добавку в 1000 случаях из 1000. Нулевое число пропусков в этой серии не означает математически единичной мощности: нижняя граница интервала Уилсона равна 99,62 %. Для более слабой $A = 0{,}035\ \mathrm{с}^{-1}$ обнаружено 841 из 1000, то есть 84,1 % с интервалом 81,7 %–86,2 %. Так появляется количественный смысл чувствительности: одинаковый протокол имеет различную вероятность успеха при разной амплитуде.

Профильная область по A имеет отдельную калибровку. При $A = 0{,}12\ \mathrm{с}^{-1}$ и заданном фоне 1000 симуляций определили порог 4,26806 для профильной разности. На следующей независимой тысяче истинное значение вошло в область 946 раз. Фактическое покрытие равно 94,6 %; интервал Monte Carlo оценки — 93,0 %–95,8 %. Это проверка в одной внутренней точке, а не доказательство покрытия на всей границе $A = 0$ и во всём непрерывном пространстве.

Калибровка повторяет флуктуации регистрации и совместную оценку фона. Она не повторяет неизвестную историю реального прибора: геометрический дрейф, нестационарность температуры и неверную физическую передаточную функцию здесь нельзя считать автоматически учтёнными. Для иной аппаратуры порог должен рассчитываться по её собственной модели и диапазону систематик. Конечная сетка r_C также входит в определение протокола; изменение этой сетки меняет число доступных объяснений случайного отклонения.

Шесть ансамблей по 1000 наборов, а также отдельный демонстрационный набор сохранены вместе с кодом. Отдельные нулевые и сигнальные ансамбли используются для порога, проверки частоты ошибки и проверки покрытия. Это

исключает оценивание качества на тех же выборках, по которым правило было настроено. Генератор и анализ намеренно совпадают в контрольных сериях; следующая серия нарушает именно это удобное условие.

Проверка на независимых ансамблях по 1000 наборов

Проверка	**Частота**	**95 % интервал Monte Carlo**
Ложное обнаружение при заданном фоне	5,6 %	4,3 %–7,2 %
Обнаружение A = 0,035 $с^{-1}$	84,1 %	81,7 %–86,2 %
Обнаружение A = 0,12 $с^{-1}$	100,0 %	99,62 %–100,00 %
Покрытие A = 0,12 $с^{-1}$	94,6 %	93,0 %–95,8 %

Интервалы описывают конечную точность Monte Carlo оценки. Они не являются доверительными интервалами физических параметров эксперимента.

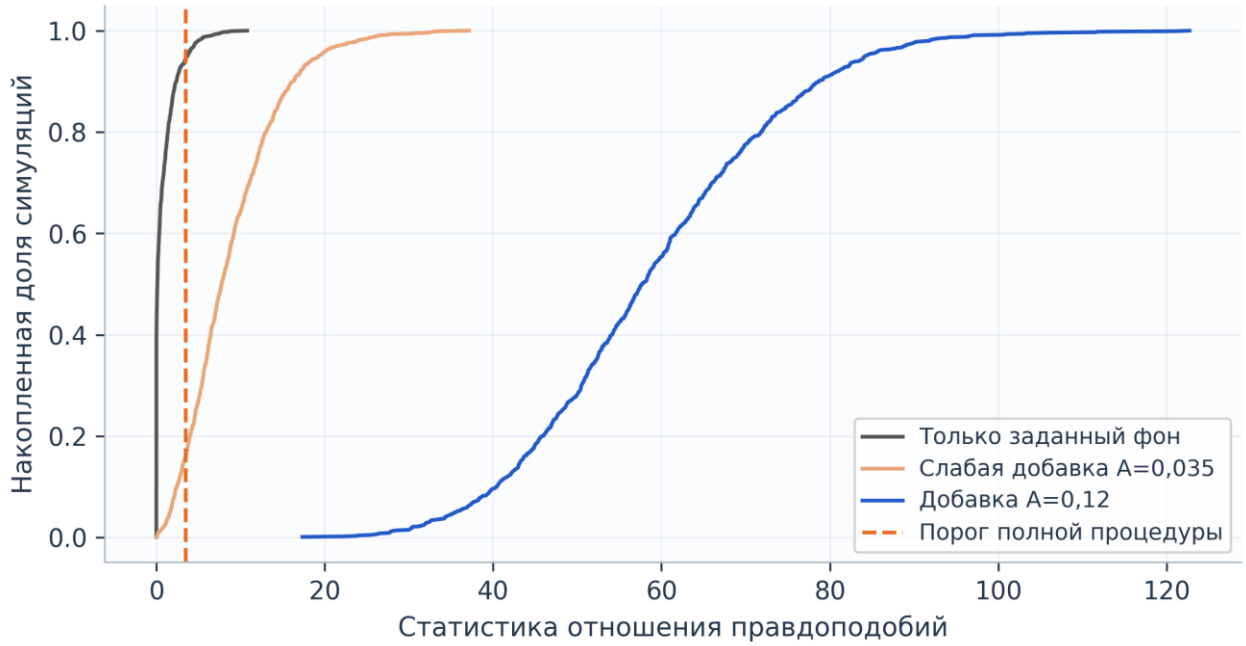


Рисунок 60. Распределения статистики полного поиска по масштабу: заданный фон, слабая и сильная добавки. Порог определён отдельным нулевым ансамблем. Каждая проверочная кривая содержит 1000 полных синтетических опытов.

Проверка на фоне, отсутствующем в подгонке

В последней серии фундаментальная амплитуда A равна нулю, но окружающая среда создаёт две компоненты случайных импульсов. Их пространственные масштабы равны 0,65ℓ и 2,2ℓ, неотрицательные веса — 0,65 и 0,35; суммарная амплитуда составляет 0,12 $с^{-1}$. Смесь допустимых гауссовых импульсных процессов остаётся допустимым процессом. Она не равна

единственному гауссову ядру, которое используется в анализирующей альтернативе, и тем более не входит в её квадратичный нулевой фон.

Тем не менее та же процедура превышает прежний порог в 1000 случаях из 1000. Это не ошибка вычисления p в записанной нулевой модели: эта модель действительно неверна для нового генератора. Ошибкой было бы назвать все превышения обнаружением объективного коллапса. Никакого такого механизма в генераторе нет. Результат устанавливает лишь недостаточность ограниченного фонового семейства и предпочтение более гибкой формы затухания.

Можно построить ещё более сильный контрпример. Если среде разрешить ровно то же гауссово импульсное ядро с тем же массовым законом, её ансамблевый генератор совпадёт с проверяемой локализационной динамикой. Тогда предсказания всех доступных системных последовательностей совпадают, включая дополнительные повторы и энергетические наблюдения, если совпадение охватывает полный генератор. Минимальная KL-дистанция равна нулю. В этом случае задача не решается увеличением числа событий или более умным оптимизатором.

Выход возможен только после добавления физической информации, для которой модели расходятся: независимого наблюдения среды, проверенного ограничения её спектра, другого закона зависимости от геометрии или нового канала регистрации. Нельзя объявлять такое ограничение установленным лишь потому, что оно удобно для получения чувствительности. Поэтому положительное статистическое обнаружение в книге формулируется как несогласие с заданным фоном, а вопрос фундаментального происхождения остаётся условным на полноту физических альтернатив.

Выбор измерений с устойчивой различимостью

Проектирование следующей серии начинается с заданной области интереса. Она может включать конкретные ненулевые параметры гипотезы или диапазон, который ещё не исключён другими данными. Варианты опыта сравниваются при одном и том же бюджете времени и с учётом реального выхода событий. Увеличение сложности оправдано, если оно добавляет независимую информацию или уменьшает главную неопределённость, а не только повышает абсолютную величину идеального контраста.

Один возможный критерий — минимальное различие вероятностных предсказаний при всех допустимых вариантах фона. В формуле ниже настройка q обозначает полный протокол, θ_* — фиксированную проверяемую ненулевую гипотезу, а η_0 и η_1 — параметры окружения. Использована дивергенция Кульбака — Лейблера между распределениями возможных данных. Это инструмент выбора измерений; сама математическая мера не является новой физической сущностью.

Если достигнутый минимум равен нулю, среди допустимых вариантов имеются неразличимые предсказания. Такой протокол не обеспечивает равномерного различения выбранных моделей. Если инфимум лишь

приближается к нулю, требуется отдельно исследовать предельную область. При поиске по диапазону фундаментальных параметров нельзя незаметно включить нулевую интенсивность и затем ожидать положительной гарантированной чувствительности ко всему диапазону: на самой нулевой границе сравниваемые модели совпадают.

$$\Delta(q;\theta_*)=\inf_{\eta_0\in\mathcal{N}_0,\eta_1\in\mathcal{N}_1} D_{\mathrm{KL}}\big(P_q(\cdot\mid\theta_*,\eta_1)\|P_q(\cdot\mid H_0,\eta_0)\big).$$

(21.1) Пример критерия устойчивого различения при фиксированной ненулевой проверяемой гипотезе. Множества допустимых фонов задаются независимой калибровкой. Критерий следует сопоставлять со стоимостью и длительностью выбранного протокола.

Четыре дизайна при одинаковом числе событий

Критерий минимальной KL-дистанции вычислен для четырёх заранее перечисленных протоколов. Во всех имеется 5000 калибровочных и 25 600 основных событий; меняются расстояния и распределение основных событий между ними. Фиксированная ненулевая гипотеза имеет A = 0,12 с⁻¹ и $r_C = \ell$. Нулевая модель содержит только постоянный и квадратичный фон. В обеих гипотезах отдельно варьируются пять параметров считывания и обычного затухания.

Основной проектный диапазон задан в координатах (a,b₀₁,B₂₁,b₀₂,B₂₂): [0,040;0,065], [0,025;0,065], [0,22;0,36], [0,040;0,085], [0,35;0,52]. Это явно принятые диапазоны учебного расчёта. Они не выдаются за измеренные ограничения конкретной лаборатории. В проекте реального опыта их пришлось бы обосновать независимой калибровкой. После этого выполняется совместная численная минимизация по фону обеих гипотез. Каждый минимум проверен шестью различными начальными точками.

Среди четырёх кандидатов наибольшая минимальная дистанция получилась у варианта «Акцент на кривизне». Его значение равно 45,334. Широкий равномерный протокол дал 41,274, а ограничение только короткими разделениями — 7,627. Это результат выбора внутри конечного набора при конкретном бюджете, а не доказательство абсолютного оптимума по всем возможным управлениям.

В варианте с акцентом на кривизне расстояния равны 0; 0,6; 1,3; 2,0; 2,8; 4,0; 6,0 в единицах ℓ. На них выделено соответственно 1400; 1200; 1800; 2200; 2000; 1800; 2400 событий на объект. Нулевая точка ограничивает базовую видность, промежуточные различают изгиб ядра, а большие расстояния ограничивают квадратичный фон и насыщение. Поэтому распределение полезности не совпадает с выбором одной точки максимального абсолютного контраста.

Цена предположений о калибровке проверена расширением диапазонов до [0,03;0,09], [0;0,15], [0;0,8], [0;0,15], [0;1,0]. Минимальные расстояния уменьшаются, поскольку обычный фон получает больше способов имитировать сигнал. Таблица показывает это изменение для каждого дизайна. При включении в фон точной шумовой имитации дистанция обращается в нуль для

всех вариантов. Это отдельный качественный предел, который нельзя преодолеть удачным перераспределением того же бюджета.

KL является ожидаемым различием логарифмических правдоподобий при заданных распределениях, но её число не равно p-значению и не переводится здесь автоматически в число стандартных отклонений. Поведение полной процедуры на конечных выборках проверено для широкого протокола в одной номинальной точке; это не является проверкой мощности при наихудшем фоне, найденном минимизацией KL. Для окончательного выбора нового дизайна требуется повторить эти проверки уже с его порогом, калибровкой и реальными потерями. Выполненная минимизация даёт обоснованный проектный рейтинг, а не заменяет экспериментальную валидацию.

Равный бюджет в этом сравнении означает равное число зарегистрированных событий. Если получение большого разделения увеличивает время подготовки или уменьшает выход, следует заменить ограничение на число событий ограничением на полное время. Без такой передаточной модели обещание выигрыша в часах работы было бы необоснованным. Поэтому приведённые результаты сохраняют строго тот ресурсный смысл, который был задан при вычислении.

Численный выбор среди четырёх допустимых дизайнов

Дизайн	События	Минимальная KL	После расширения фона
Короткие разделения	30600	7,627	0,810
Широкий диапазон	30600	41,274	15,058
Акцент на кривизне	30600	45,334	17,167
Акцент на насыщении	30600	39,933	15,709

Минимумы получены численно с несколькими начальными точками; это не доказательство глобальной оптимальности непрерывного управления.



Рисунок 61. Численная минимальная KL-дистанция четырёх протоколов при одинаковом бюджете 30 600 зарегистрированных событий и ограниченном проектном диапазоне фона. Столбцы сравнивают только перечисленные варианты; KL не является p-значением.

Отделить поисковую серию от подтверждающей

Поисковая серия нужна для изучения устройства, обнаружения неизвестных помех и выбора адекватной модели. В ней допустимы изменения гипотез, если их происхождение документируется. Подтверждающая серия имеет другую задачу: проверить уже записанное предсказание. До её открытия фиксируются протокол, диапазон параметров, способ обработки, контрольные наблюдения и условия признания результата несогласующимся с моделью.

Независимость подтверждения усиливается при изменении физического режима. Предсказание для другой массы или формы предоставляет больше информации об универсальности, чем дополнительные повторы прежнего объекта. Предсказание новой последовательности проверяет временную модель. Воспроизведение на другой установке испытывает перенос за пределы конкретного окружения. Ни один из этих вариантов не гарантирует фундаментального открытия, но каждый закрывает определённую возможность объяснить результат местной особенностью.

Неожиданное наблюдение сохраняет ценность, даже если оно не прошло заранее заданный критерий. Его можно использовать для построения следующей версии гипотезы. При этом результат честно возвращается в поисковую фазу. Такая дисциплина не запрещает творчество: она делает различимыми момент появления идеи и момент, когда идея впервые выдерживает независимую проверку.

Формальные причины отказаться от версии гипотезы

Пространственная версия отвергается, когда её фиксированное ядро и закон связи с массой не описывают предусмотренные наблюдения ни при каких

допустимых общих параметрах, а процедура совместной проверки учитывает ошибки и множественность сравнений. Временная одноэкспоненциальная версия отвергается, когда не предсказывает отложенные управляющие последовательности в пределах обоснованных погрешностей. Эти выводы относятся к конкретным версиям, а не ко всем возможным дополнительным процессам.

Предложенный способ обнаружения также может оказаться несостоятельным независимо от истинности физической гипотезы. Если добавление допустимого фонового механизма делает сигнал точно неидентифицируемым, следует отказаться от заявления, что этот набор наблюдений устанавливает его происхождение. Если необходимая точность калибровки недоступна выбранной платформе, откладывается данный протокол. Если вычислительная реализация нарушает положительность состояния или единицы измерения, сначала исправляется модель, а все выведенные из ошибки границы аннулируются.

Отказ от универсальности особенно важен при переносе между системами. Если разные платформы требуют несовместимых фундаментальных параметров после тщательной проверки окружения, нельзя вводить для каждой свою интенсивность и сохранять прежнее название гипотезы. Можно предложить новый закон зависимости, но он становится новой версией с собственными предсказаниями. Ей потребуется следующая независимая серия, а не повторное использование прежнего успеха.

Результат при наличии или отсутствии остаточного эффекта

Отсутствие значимого дополнительного сигнала приводит к ограничениям параметров. Необходимо публиковать область масштабов, в которой опыт действительно чувствителен, и условия, на которых основана граница. Семейство со сколь угодно слабой интенсивностью обычно сохраняет почти стандартный предел. Поэтому формулировка результата должна различать исключение конкретной области и доказательство отсутствия любого возможного отклонения.

При наличии остатка сначала проверяются альтернативные объяснения и зависимость вывода от модели. Затем исследуются предсказанный пространственный профиль, временная структура и перенос между объектами. Сильное свидетельство требует согласия этих частей, а не только малой ошибки одной амплитуды. Особенно ценен результат, который заранее связывает два различных наблюдения и выдерживает их совместную проверку без добавления свободных параметров.

Если остаток исчезает после улучшения описания среды, исследование не теряет смысла. Выявлен реальный механизм, исправлена модель установки и уточнены условия будущих тестов. Такой исход следует сохранять в итоговом отчёте, а не оставлять только последнюю удачную кривую. История исключённых объяснений помогает другим группам избежать повторения той же ошибки.



Рисунок 62. Отсутствие дополнительного сигнала даёт условное ограничение параметров в чувствительной области опыта. Остаток направляет исследование к модели среды, независимым проверкам и заранее заданному переносу. Объяснение фоном уточняет устройство; точная неразличимость требует иной наблюдаемой; согласованный перенос поддерживает конкретную версию лишь в проверенном диапазоне. Ни превышение статистического порога, ни малая p-величина сами по себе не ведут к открытию коллапса. Если неожиданность использована для изменения модели, её проверяет следующая независимая серия.

Выполненный результат и следующая научная задача

Вычислительная программа дала несколько результатов разной природы. Опубликованный интерференционный анализ воспроизведён на внешних данных. Пространственный учебный опыт доведён от бинарных исходов до общей оценки параметров, проверенной частоты ложных обнаружений и прогноза новых условий. Временной пример количественно показывает, как конечное управление и ошибка регистрации создают ложную белую компоненту. Гравитационная часть связывает идеальную фазу с шумовым порогом и измеримым свидетельством.

Получен также отрицательный результат, определяющий силу любых положительных утверждений: расширение допустимого окружения может уничтожить физическую идентификацию, даже когда статистический тест уверенно отвергает первоначальный фон. Точная имитация приводит к совпадению каналов и нулевой различимости; приближённая смесь шумовых масштабов показывает хрупкость узкой модели на конечных данных. Оба случая сохраняются в итоговом комплекте, поскольку именно они ограничивают смысл обнаруженного остатка.

Следующая самостоятельная научная задача должна задаваться уже относительно этих результатов. Например, можно искать измеряемое

ограничение окружающего поля, которое исключает точную имитацию и при этом проверяется независимо от искомого сигнала. Другой вариант — распространить полную статистическую калибровку на непрерывный диапазон масштабов и экспериментально установленный класс систематик. Для каждого направления потребуются собственный результат и сопоставление с литературой; завершённость учебного расчёта не подменяет доказательства научной новизны.

Книга тем самым доводит исследовательскую логику до исполнимой процедуры. Её итогом служит не обещание обязательно обнаружить новую физику, а способность заранее сказать, что различает выбранный опыт, как часто анализ ошибается и при каких дополнительных наблюдениях вывод может стать сильнее. Именно такая точность делает дальнейшую работу накопительной: следующий результат опирается на воспроизведённый расчёт и известную границу его применимости.

Физический вывод становится сильнее, когда известны его численная чувствительность и предел. В этой программе оба элемента предъявлены совместно: выполненные проверки соседствуют с явными контрпримерами неразличимости. Дальнейшее расширение квантовой теории должно выдержать такую же связь между формулой, измерением, альтернативой и независимым прогнозом.

Что установлено и где проходит граница вывода

Последовательность от состояния к наблюдению позволяет отделить вычислительную корректность от физической достаточности. Одинаковые вероятности в одном базисе не означают одинаковое состояние. Одинаковое ансамблевое уравнение не определяет единственную индивидуальную стохастическую историю. Одинаковый измерительный канал для всего разрешённого управления, напротив, означает точную операционную неразличимость: увеличение числа повторений не создаёт недостающего различия.

Пространственный пример даёт конкретное развитие этой мысли. Контраст трёх настроек исключает заданный постоянный и квадратичный фон, но остаётся чувствительным к нелинейному фону и геометрическим ошибкам. Реальная траектория меняет оптимум: при треугольном разведении и сведении $d_0/rC \approx 3{,}06018$ вместо 2,09629 для постоянного расстояния. Совместное измерение нагрева помогает против отдельных альтернатив, однако не устраняет точное совпадение полного генератора с допустимой случайной импульсной средой.

Связь с действительным опытом обеспечена опубликованным натриевым набором: 95 сканов, 3895 позиций и 10 772 714 отсчётов. Повторение выпущенной авторской процедуры даёт $\mu = 15{,}453634$, что согласуется с опубликованным округлением. Паспорт и бюджет показывают масштаб времени, геометрии, газового состава и регистрации. Они также объясняют, почему воспроизведённое число при фиксированных калибровках не заменяет анализа всех систематических неопределённостей.

В отдельном статистическом эксперименте проверяется уже сама процедура вывода. Полный поиск по заранее заданной сетке масштаба включён в нулевую калибровку. Независимые серии дают 56 ложных обнаружений на 1000 нулевых наборов при номинальном уровне 5%; покрытие профильной области в проверенной точке составляет 946 из 1000. Для слабого внесённого сигнала обнаружение происходит в 841 из 1000 серий. Неопределённость этих долей и ограниченность проверенной области параметров приведены в главе 21.

Расширение фона меняет физический смысл результата. Смесь обычных пространственных шумов способна устойчиво отклонять слишком узкую нулевую модель без объективного коллапса. Конечный управляющий импульс и несовпадение считывания способны создать ложный белый остаток при подгонке идеальной временной формулы. Эти примеры показывают, какую часть вывода обеспечивает статистический тест и какую — независимое ограничение физической альтернативы.

Гравитационный пример доведён от четырёх фаз до смешанного состояния, свидетеля из трёх измерительных настроек и конечной статистики. При явно выбранной независимой дефазировке условие запутанности получается аналитически и проверяется матричным расчётом. Сравнение унитарного взаимодействия с минимальным шумом заданного классического канала проводится в общей области применимости. Вывод о посреднике остаётся связанным с предпосылками сравниваемых теорий, а полученные численные требования — с параметрами учебного опыта.

Дальнейшая экспериментальная работа имеет ясные выходы: независимая калибровка среды, расширение диапазона геометрий, проверка переноса общих параметров и сопоставление заданных динамик по исходным событиям. В книге выполнены математические, численные и репликационные шаги, на которых можно строить эту работу. Утверждение о новой физике потребует наблюдений, выдерживающих такое же подробное сравнение с допустимыми альтернативами.

Приложение А Обозначения и физические единицы

Общие обозначения

В разных разделах используются модели разного уровня. Матрица ρ всегда описывает состояние явно выбранной системы; она не обязана быть чистой. H — гамильтониан, $\hbar$ — постоянная Планка, делённая на два π. В формулах с составными системами индексы A и B обозначают подсистемы, а Tr — след или частичный след, когда исключаемая подсистема указана.

Расстояние между ветвями обозначается d или Δx. В гравитационном примере d может обозначать среднее расстояние между объектами, а s — их внутреннее разведение; смысл задаётся непосредственно перед расчётом. Это различие важно: межобъектное расстояние и размер суперпозиции выполняют разные физические роли.

Скорость локализации Γ имеет размерность обратного времени. В компактной пространственной модели A — эффективная частота, r_C — длина корреляции. Базовая частота λ_0 и эффективная A связаны только в явно указанной модели и геометрическом приближении. Использовать эти обозначения как одинаковые параметры без массового коэффициента нельзя.

В модели диффузии D_{pp} имеет размерность квадрата импульса, делённого на время. Поэтому D_{pp} $d^2/\hbar^2$ является скоростью, а D_{pp}/m — скоростью изменения кинетической энергии одной декартовой степени свободы. Переход к полной трёхмерной энергии требует учёта всех компонент и принятой нормировки.

В модели временного шума δω — угловая частота, σ — её среднеквадратичная амплитуда, τ_c — время корреляции. Показатель затухания χ безразмерен. Комбинация $\sigma^2\tau_c^2$ также безразмерна, поэтому она может умножать функцию отношения T/τ_c. Эта простая проверка помогает обнаруживать пропущенные множители времени.

В натриевом интерферометре d_g обозначает период решётки, L — расстояние между соседними решётками, T_{13} — время пролёта от первой до третьей. Это устраняет путаницу с расстоянием d между гравитирующими телами. В повторном анализе τ_e — время классикализации с электронной массовой нормировкой, а $\hbar/\sigma_q$ — пространственная длина его собственной конвенции; их связь с λ и r_C устанавливается сравнением генераторов.

Проверка предельных случаев

Корректная формула должна проходить несколько простых проверок. При исчезающей интенсивности добавленного процесса должен восстанавливаться исходный прогноз. При нулевом разделении двух пространственных ветвей соответствующий локализующий вклад должен исчезать. При достаточно малом

расстоянии насыщаемое ядро должно согласовываться со своим квадратичным разложением.

Для гауссова пространственного ядра малое разделение означает d/r_C намного меньше единицы. Увеличение массы при неизменной плотности увеличивает размер тела; поэтому оно может вывести систему из компактного режима. Нельзя одновременно бесконечно увеличивать массу и сохранять формулу точечного объекта без проверки геометрии.

Для шума с памятью белошумовой предел требует указать, какая комбинация параметров остаётся постоянной. Если уменьшать время корреляции при фиксированной дисперсии, интегральная сила шума может исчезнуть. Если сохранять площадь корреляционной функции, получается конечный марковский вклад. Разные предельные процедуры отвечают разным физическим моделям.

Приложение Б Краткий словарь

Состояния и измерения

Амплитуда — комплексная величина, используемая для вычисления вероятности. При наличии когерентных альтернатив складываются амплитуды, после чего берётся квадрат модуля. Амплитуда не является отрицательной или комплексной вероятностью наблюдаемого исхода.

Когерентность — наличие фазовых связей относительно выбранного набора альтернатив. Её наблюдаемость зависит от доступных измерений. В матрице плотности соответствующие связи выражаются внедиагональными элементами в выбранном базисе.

Декогеренция — уменьшение доступных когерентных связей при описании выбранной системы. В стандартной теории оно может возникать вследствие корреляций с окружением. Термин сам по себе не устанавливает фундаментальную необратимость полного описания.

Запутанность — свойство составного состояния, которое не представимо как выпуклая смесь тензорных произведений состояний подсистем с неотрицательными весами, сумма которых равна единице. Одной классической корреляции результатов в одном базисе недостаточно, чтобы установить запутанность.

Коллапс — слово с несколькими употреблениями. Оно может обозначать условное обновление состояния после результата измерения или предполагаемый объективный физический процесс. В книге смысл уточняется: модели объективного коллапса рассматриваются как отдельные динамические гипотезы.

Видимость интерференции — мера глубины модуляции наблюдаемой картины. Её уменьшение может зависеть от когерентности, фонового счёта и процедуры считывания. Для физической интерпретации требуется модель этих вкладов.

Шум и вывод по данным

Марковское описание — приближение, при котором выбранная модель эволюции не требует явного учёта памяти среды о предыдущей истории. Его применимость связана с масштабами времени и характером взаимодействия; слово «марковский» не означает автоматически фундаментальный.

Цветной шум — шум с нетривиальной частотной зависимостью спектральной мощности. Он характеризуется временными корреляциями. Конкретный вид спектра должен быть задан и проверен в доступном диапазоне.

Идентифицируемость — возможность различать значения параметров по выбранным наблюдениям. Структурная неидентифицируемость означает точное вырождение предсказаний; практическая слабая различимость означает недостаточную точность при ненулевом различии.

Нулевая модель — модель, относительно которой проверяется дополнительный эффект. Она должна включать известные существенные процессы и неопределённости. Её отклонение не выбирает автоматически одну конкретную альтернативу.

Систематическая неопределённость — неопределённость, связанная с калибровкой, откликом, условиями или структурой модели. Она не обязана уменьшаться при простом увеличении числа одинаковых измерений.

Отложенная проверка — оценка предсказаний на условиях, не использованных для настройки модели. Она проверяет переносимость параметров и помогает обнаружить подгонку, однако её интерпретация зависит от того, насколько новые условия независимы и информативны.

Мощность теста — вероятность отклонить нулевую модель при конкретной заданной альтернативе. Она зависит от величины эффекта, плана измерений и допущений о фоне. Одного числа мощности для всех возможных сигналов обычно не существует.

Покрытие — доля повторных наборов данных, в которых построенная область содержит истинный параметр. Численная проверка в одной точке и при одном генераторе не доказывает правильного покрытия на всём пространстве параметров.

Профилирование — максимизация правдоподобия по мешающим параметрам при фиксированном интересующем параметре. Оно учитывает возможность компенсировать интересующий эффект разрешённым изменением фона, но не добавляет отсутствующие в модели механизмы.

Дивергенция Кульбака — Лейблера — математическое различие заданных распределений, выраженное здесь в натах. Она полезна для сравнения дизайнов при выбранных альтернативах и ресурсах; сама по себе не является p-значением или вероятностью открытия.

Приложение B Воспроизведение расчётов

Комплект исходных материалов

Исходный открытый набор натриевых измерений находится в data/pedalino_2026; исходный архив и метаданные сохранены отдельно. Для данных и стороннего кода приведена атрибуция CC BY 4.0.

Базовые проверки охватывают пространственное ядро, трёхточечную комбинацию, временные интегралы и гравитационный пример. Для каждой заданы абсолютные и относительные допуски. Дополнительные расчёты проверяют два базиса, измерительный инструмент, стохастические истории, траектории и энергетические наблюдения. Соответствие программ этим задачам приведено в сопроводительной инструкции.

replicate_pedalino.py выполняет исходную авторскую процедуру на рабочей копии архива без численных изменений исходного кода. platform_v02.py независимо подгоняет отдельные сканы и рассчитывает условный бюджет среды, паспорт и иллюстративную карту локализации. Их результаты отделены от синтетических наборов statistics_v02.py.

statistics_v02.py воспроизводит полную биномиальную процедуру, нулевые серии, внесённые сигналы, покрытие, отложенную проверку и сравнение дизайнов. control_v02.py рассчитывает конечные импульсы в стационарном шуме Орнштейна — Уленбека. gravity_v02.py строит смешанное состояние, свидетель, конечную статистику, часы и сравнение гравитационных динамик.

spacetime_v02.py проверяет условный общий закон пространственных и временных корреляций массового гауссова поля: неподвижные и движущиеся ветви, протяжённое тело, согласование интеграла Фурье и белый предел. Эта программа не является симуляцией новой фундаментальной теории коллапса.

Порядок запуска

Подготовка вычислительной среды и команды для разных операционных систем приведены в сопроводительной инструкции к расчётам.

Сначала выполняются базовые проверки и foundations_v02.py. Далее запускается replicate_pedalino.py, после него platform_v02.py, использующий сохранённую плотность. Пространственно-временной, статистический, временной и гравитационный расчёты независимы от этого порядка. Команда полного повторения и сведения о сохранённых результатах приведены в инструкции. Полный Monte Carlo требует больше времени, чем построение детерминированных кривых.

Для случайных серий в коде зафиксировано начальное состояние генератора. Это позволяет повторить конкретный пример, но не делает оценённую частоту ошибки точной математической константой: конечный ансамбль имеет собственную неопределённость. Поэтому численные доли сопровождаются

интервалами, а аналитические гарантии отделены от частот в выбранном моделировании.

Что означает успешное повторение

Совпадение аналитического выражения с независимым численным расчётом проверяет реализацию при её предпосылках. Совпадение с опубликованным числом проверяет воспроизведение указанной процедуры. Ни одна из этих проверок автоматически не устанавливает истинность выбранного физического механизма.

Для натриевого набора сохранены хеши источников, число точек, контрольные суммы и итоговая плотность. Для синтетического опыта сохранены закон генерации, настройки, пороги и результаты независимых серий. Для геометрических и временных примеров указаны пределы приближений. Таким образом читатель может различить ошибку программирования, численную погрешность, статистическую неопределённость и ограниченность самой модели.

Приложение Г Технические выводы

Биномиальное правдоподобие и совместная калибровка

Пусть в i-й настройке из N_i независимых бинарных испытаний наблюдается k_i исходов «плюс». Их вероятность p_i зависит от физических и калибровочных параметров. Число возможных перестановок одинаковых исходов равно биномиальному коэффициенту; умножение вероятностей отдельных испытаний даёт вероятность k_i. Для независимых настроек произведение превращается после логарифмирования в сумму. Отдельная калибровка добавляет собственный член ℓ_{cal}, а не фиксирует неизвестный с без ошибки.

Для использованной модели $p_i = (1 + \exp(-z_i))/2$ линейный предиктор z_i записывается как $X_i\theta$ при фиксированном r_C. Его первая координата a = −ln c входит и в основные данные, и в калибровку. Значения A и локального фона определяют остальные столбцы. Производная вероятности равна $-\exp(-z_i)X_i/2$. Подстановка в производную логарифма даёт градиент, использованный в оптимизации; его независимая проверка выполнена центральной разностью.

Ожидаемая информация зависит от самой вероятности, поэтому одинаковые N не означают одинаковую точность всех настроек. Приведённая матрица описывает регулярный внутренний режим при фиксированной структуре модели. На границе A = 0 исчезает зависимость от r_C и регулярное обращение полной информационной матрицы неприменимо. Поэтому нулевой порог главы 21 построен моделированием всего поиска, а не симметричной ошибкой несуществующей оценки длины.

$$\ell(\theta) = \ell_{\text{cal}}(\theta) + \sum_i [k_i \ln p_i + (N_i - k_i)\ln(1 - p_i)] + \text{const}$$

(П4.1) Слагаемые, не зависящие от параметров, можно опускать только при сравнении одних и тех же данных.

$$\mathcal{J}_{ab} = \sum_i \frac{N_i}{p_i(1-p_i)} \frac{\partial p_i}{\partial \theta_a} \frac{\partial p_i}{\partial \theta_b}.$$

(П4.2) Калибровочная строка включается в ту же сумму. Для независимых гауссовых внешних калибровок дополнительно прибавлялась бы их информационная матрица.

Минимальная дисперсия при исключении заданного фона

Рассмотрим линейную модель y = Fβ + A s + ε, где Eε = 0 и Cov ε = Σ положительно определена. Искомая линейная оценка Â = w^Ty должна быть несмещённой при любом β. Для этого требуются w^TF = 0 и w^Ts = 1. Дисперсия равна w^TΣw. Задача состоит в минимизации положительной квадратичной формы при линейных ограничениях, поэтому при невырожденном допустимом направлении решение единственно.

Из сигнала вычитается его взвешенная проекция на столбцы F. Полученный $s_\perp$ удовлетворяет $F^T\Sigma^{-1}s_\perp = 0$. Выбор w пропорционально $\Sigma^{-1}s_\perp$ автоматически исключает фон. Нормировка $w^Ts = 1$ фиксирует оставшийся множитель. Так как s отличается от $s_\perp$ только вектором из фонового подпространства, знаменатель можно записать через $s_\perp$ с обеих сторон. Подстановка обратно в дисперсию даёт обратную взвешенную норму сигнала.

Для трёх точек d_j^2 = j d_0^2, j = 1,2,3, столбцы F равны константе и d^2. Пространство допустимых контрастов одномерно: сумма весов и их скалярное произведение с (1,2,3) должны исчезать. Вектор (1,−2,1) выполняет оба условия. Он задаёт ненормированный контраст Q; для оценки A его следует разделить на скалярное произведение с формой сигнала. При равных независимых ошибках скоростей σ_R дисперсия Q равна $6\sigma_R^2$.

Если $s_\perp = 0$, сигнал лежит целиком в разрешённом фоне. Знаменатель обращения исчезает, и несмещённой конечнодисперсионной линейной оценки A с этими ограничениями нет. Маленькое ненулевое значение даёт большую дисперсию. Замена обращения на численную регуляризацию может улучшить устойчивость вычисления, но не создаёт физической информации: она вводит дополнительное ограничение, которое следует назвать.

$$\mathbf{s}_\perp = \mathbf{s} - F(F^T\Sigma^{-1}F)^{-1}F^T\Sigma^{-1}\mathbf{s}$$

(П4.3) Предполагаются линейно независимые столбцы F. Иначе сначала выбирается независимый базис.

$$\mathbf{w} = \frac{\Sigma^{-1}\mathbf{s}_\perp}{\mathbf{s}_\perp^T\Sigma^{-1}\mathbf{s}_\perp}$$

$$\mathrm{Var}(\widehat{A}) = \frac{1}{\mathbf{s}_\perp^T\Sigma^{-1}\mathbf{s}_\perp}.$$

(П4.4) Форма s и ковариация Σ должны быть заданы до подтверждающей проверки. Их неизвестность требует дополнительного уровня вывода.

От гауссовой фазы к Ramsey и echo

Для чистой дефазировки случайная относительная фаза равна ϕ_y = $\int_0^T y(t)\delta\omega(t)dt$. Если δω — нулевой гауссов процесс, любая такая линейная комбинация также гауссова. Характеристическая функция даёт $\langle\exp(i\,\phi_y)\rangle$ = $\exp[-\mathrm{Var}(\phi_y)/2]$. Подстановка дисперсии интеграла сразу приводит к двойному интегралу χ_y. Нулевое среднее устраняет детерминированную фазу; ненулевое среднее пришлось бы учитывать отдельно.

Для Ramsey y = 1. Симметрия коррелятора позволяет удвоить нижний треугольник интегрирования; множитель 1/2 исчезает. Внутренний интеграл экспоненты равен $\tau_c(1 - \exp(-t/\tau_c))$. Последующее интегрирование по t даёт

$\sigma^2\tau_c^2[x - 1 + \exp(-x)]$, где $x = T/\tau_c$. Размерности проверяются произведением $\sigma^2\tau_c^2$.

Для echo интервал делится пополам. Вклад каждой половины равен половине Ramsey-конструкции соответствующей длительности, а перекрёстный вклад меняет знак. Обозначив $h = T/2$, интеграл корреляции между половинами получают как $\sigma^2\tau_c^2(1 - \exp(-h/\tau_c))^2$. Вычитание этого вклада из суммы двух внутриполовинных дисперсий даёт выражение χ_E в главе 18. Та же операция показывает, почему общий белый вклад $\gamma_w T$ сокращается в логарифме отношения видностей.

Доказательство использует коммутирующее фазовое взаимодействие и идеальное переключение знака. Внутри конечного поперечного импульса оператор связи вращается и различные моменты времени могут не коммутировать. Тогда подстановка произвольной сглаженной скалярной y(t) не является универсальным исправлением. Именно поэтому дополнительный расчёт использует полный трёхкомпонентный вектор Блоха и эрмитовые моды OU-процесса.

$$\chi_R = \int_0^T dt \int_0^t ds\sigma^2 e^{-(t-s)/\tau_c}, \chi_R - \chi_E = 2\sigma^2\tau_c^2\left(1 - e^{-T/(2\tau_c)}\right)^2.$$

(П4.5) Разность показателей непосредственно даёт логарифм отношения нормированных видностей при одинаковой белой скорости.

Почему совпадение каналов исключает различение

Для фиксированной подготовки ρ и измерения E вероятность исхода равна $\mathrm{Tr}[E\mathcal{E}(\rho)]$, где $\mathcal{E}$ — канал выбранного промежутка. Если два описания имеют один и тот же канал для всех допустимых приготовлений и управлений, они дают одинаковую вероятность каждого исхода. Равенство не зависит от количества повторений: распределения всей независимой выборки тоже совпадают.

Для последовательности измерений необходимо более сильное условие, чем совпадение одной конечной матрицы состояния. Между этапами действуют доступные инструменты $\mathcal{J}_a$, и совместная вероятность равна следу композиции каналов и инструментов. Если два механизма совпадают на каждом таком шаге для всего разрешённого управления, равенство вероятностей доказывается последовательной подстановкой. Для процессов с памятью совпадение одношаговых каналов само по себе недостаточно: требуется совпадение полной многовременной статистики.

Белая случайная импульсная среда и выбранное локализационное ансамблевое уравнение могут иметь одинаковый марковский генератор на системе. При одном и том же добавленном управлении их системные каналы совпадают. Независимое измерение среды расширило бы множество инструментов и могло разрушить равенство, но оно не принадлежит исходному ограниченному набору наблюдений. То же относится к доступу к скрытой записи отдельных стохастических историй.

Если вероятности равны, логарифм отношения правдоподобий для любого набора исходов равен нулю, а KL-дистанция также нулевая. При равных априорных весах никакое правило решения не превысит случайный выбор в этой точно совпадающей задаче. Содержательный следующий вопрос состоит в том, какое физически доступное расширение наблюдений делает распределения различными. Он требует нового расчёта, а не увеличения сложности прежнего классификатора.

$$P(a_1, \dots, a_n) = \mathrm{Tr}\Big[\mathcal{J}_{a_n}\mathcal{E}_n \cdots \mathcal{J}_{a_1}\mathcal{E}_1(\rho)\Big].$$

(П4.6) Составное выражение для марковского последовательного опыта. Для процессов с памятью требуется совместное описание системы и памяти или эквивалентный многовременной процесс.

Литература

Список объединяет первичные исследования и опорные обзоры. Числовые ссылки в тексте ведут к библиографическим записям. Авторские версии и журнальные публикации одной работы объединены; препринты обозначены отдельно.

[1] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw, A. Zeilinger. Wave–particle duality of C60 molecules. Nature 401, 680–682 (1999). Рецензированная экспериментальная статья.

DOI 10.1038/44348

[2] B.-G. Englert. Fringe Visibility and Which-Way Information: An Inequality. Physical Review Letters 77, 2154–2157 (1996). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.77.2154

[3] W. H. Zurek. Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse. Physical Review D 24, 1516–1525 (1981). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevD.24.1516

[4] W. H. Zurek. Environment-induced superselection rules. Physical Review D 26, 1862–1880 (1982). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevD.26.1862

[5] J. S. Bell. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. Physics Physique Fizika 1, 195–200 (1964). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195

[6] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, R. A. Holt. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories. Physical Review Letters 23, 880–884 (1969). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.23.880

[7] B. Hensen et al.. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres. Nature 526, 682–686 (2015). Рецензированная экспериментальная статья.

DOI 10.1038/nature15759

[8] G. Lindblad. On the generators of quantum dynamical semigroups. Communications in Mathematical Physics 48, 119–130 (1976). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1007/BF01608499

[9] V. Gorini, A. Kossakowski, E. C. G. Sudarshan. Completely positive dynamical semigroups of N-level systems. Journal of Mathematical Physics 17, 821–825 (1976). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1063/1.522979

[10] M. F. Pusey, J. Barrett, T. Rudolph. On the reality of the quantum state. Nature Physics 8, 475–478 (2012). Рецензированная теоретическая статья с авторской версией.

DOI 10.1038/nphys2309

[11] N. Gisin. Weinberg’s non-linear quantum mechanics and supraluminal communications. Physics Letters A 143, 1–2 (1990). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1016/0375-9601(90)90786-N

[12] U. Sinha, C. Couteau, T. Jennewein, R. Laflamme, G. Weihs. Ruling Out Multi-Order Interference in Quantum Mechanics. Science 329, 418–421 (2010). Рецензированная экспериментальная статья с авторской версией.

DOI 10.1126/science.1190545

[13] H. Everett III. Relative State Formulation of Quantum Mechanics. Reviews of Modern Physics 29, 454–462 (1957). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/RevModPhys.29.454

[14] D. Bohm. A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of Hidden Variables I. Physical Review 85, 166–179 (1952). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRev.85.166

[15] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry. Nature 649, 866–870 (2026). Рецензированная экспериментальная статья.

DOI 10.1038/s41586-025-09917-9

[16] E. Aprile et al.; XENON Collaboration. Challenging Spontaneous Quantum Collapse with the XENONnT Dark Matter Detector. Physical Review Letters 136, 120201 (2026). Рецензированная экспериментальная статья.

DOI 10.1103/2jm3-4976

[17] Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger; Philipp Haslinger; Markus Arndt. Testing spontaneous localization theories with matter-wave interferometry. Physical Review A 83, 043621 (2011). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.83.043621

[18] Bassano Vacchini. Theory of decoherence due to scattering events and Lévy processes. Physical Review Letters 95, 230402 (2005). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.95.230402

[19] Shaun Laing; James Bateman. Bayesian inference for near-field interferometric tests of collapse models. Physical Review A 110, 012214 (2024). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.110.012214

[20] Davide Giordano Ario Altamura; Andrea Vinante; Matteo Carlesso. Improved bounds on collapse models from rotational noise of the Laser Interferometer Space Antenna Pathfinder mission. Physical Review A 111, L020203 (2025). Рецензированный анализ существующих измерений.

DOI 10.1103/PhysRevA.111.L020203

[21] Gian Carlo Ghirardi; Philip Pearle; Alberto Rimini. Markov processes in Hilbert space and continuous spontaneous localization of systems of identical particles. Physical Review A 42, 78–89 (1990). Рецензированная исходная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.42.78

[22] Lajos Diósi. Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations. Physical Review A 40, 1165–1174 (1989). Рецензированная исходная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.40.1165

[23] Roger Penrose. On Gravity's role in Quantum State Reduction. General Relativity and Gravitation 28, 581–600 (1996). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1007/BF02105068

[24] Matteo Carlesso; Luca Ferialdi; Angelo Bassi. Colored collapse models from the non-interferometric perspective. The European Physical Journal D 72, 159 (2018). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1140/epjd/e2018-90248-x

[25] Lucia Hackermüller; Klaus Hornberger; Björn Brezger; Anton Zeilinger; Markus Arndt. Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation. Nature 427, 711–714 (2004). Рецензированная экспериментальная статья.

DOI 10.1038/nature02276

[26] Klaus Hornberger; Stefan Uttenthaler; Björn Brezger; Lucia Hackermüller; Markus Arndt; Anton Zeilinger. Collisional Decoherence Observed in Matter Wave Interferometry. Physical Review Letters 90, 160401 (2003). Рецензированная экспериментальная статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.90.160401

[27] D. J. Bedingham; H. Ulbricht. Correlated random walks caused by dynamical wavefunction collapse. Scientific Reports 5, 13380 (2015). Рецензированная теоретическая статья с предложением опыта.

DOI 10.1038/srep13380

[28] Marco Hofmann; Barbara Drossel. Dephasing versus collapse: Lessons from the tight-binding model with noise. New Journal of Physics 23, 103025 (2021). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1088/1367-2630/ac2ae2

[29] Suroj Dey; Peter Barker; Animesh Datta. Testing Spontaneous Collapse Models with Coulomb Mediated Squeezing. arXiv:2604.21705 (2026). Препринт v1 от 23 апреля 2026 года.

DOI 10.48550/arXiv.2604.21705

[30] John F. Donoghue. General relativity as an effective field theory: The leading quantum corrections. Physical Review D 50, 3874–3888 (1994). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevD.50.3874

[31] Tobias Westphal, Hans Hepach, Jeremias Pfaff, Markus Aspelmeyer. Measurement of gravitational coupling between millimetre-sized masses. Nature 591, 225–228 (2021). Рецензируемая экспериментальная статья.

DOI 10.1038/s41586-021-03250-7

[32] Sougato Bose, Anupam Mazumdar, Gavin W. Morley, Hendrik Ulbricht, Marko Toroš, Mauro Paternostro, Andrew A. Geraci, Peter F. Barker, M. S. Kim, Gerard Milburn. Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity. Physical Review Letters 119, 240401 (2017). Рецензируемое теоретическое предложение эксперимента.

DOI 10.1103/PhysRevLett.119.240401

[33] Chiara Marletto, Vlatko Vedral. Gravitationally Induced Entanglement between Two Massive Particles is Sufficient Evidence of Quantum Effects in Gravity. Physical Review Letters 119, 240402 (2017). Рецензируемый информационно-теоретический аргумент и предложение опыта.

DOI 10.1103/PhysRevLett.119.240402

[34] Joseph Aziz, Richard Howl. Classical theories of gravity produce entanglement. Nature 646, 813–817 (2025). Рецензируемая теоретическая статья от 22 октября 2025 года.

DOI 10.1038/s41586-025-09595-7

[35] Anirudh Gundhi, Giorgia Infantino, Angelo Bassi. Can classical theories of gravity produce entanglement?. arXiv:2604.19696v3, 7 August 2026 (2026). Препринт.

DOI 10.48550/arXiv.2604.19696

[36] Andrea Di Biagio. Gravity-induced entanglement is not a theory-independent witness of nonclassicality of the gravitational field. Physical Review D 114, 084050, 19 October 2026 (2026). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/r8ry-sp35

[37] Farhan Hanif, Debarshi Das, Jonathan Halliwell, Dipankar Home, Anupam Mazumdar, Hendrik Ulbricht, Sougato Bose. Testing Whether Gravity Acts as a Quantum Entity When Measured. Physical Review Letters 133, 180201 (2024). Рецензируемое теоретическое предложение.

DOI 10.1103/PhysRevLett.133.180201

[38] Nikolaos Mitrakos, Maria Papageorgiou, T. Rick Perche, Marios Christodoulou. When does entanglement through gravity imply gravitons?. Physical Review D 114, 025019, 24 July 2026 (2026). Рецензируемый теоретический анализ.

DOI 10.1103/lq47-1hfg

[39] Don N. Page, William K. Wootters. Evolution without evolution: Dynamics described by stationary observables. Physical Review D 27, 2885 (1983). Рецензируемая теоретическая конструкция условного времени.

DOI 10.1103/PhysRevD.27.2885

[40] Ekaterina Moreva, Giorgio Brida, Marco Gramegna, Vittorio Giovannetti, Lorenzo Maccone, Marco Genovese. Time from quantum entanglement: An experimental illustration. Physical Review A 89, 052122 (2014). Рецензируемая экспериментальная иллюстрация модели на поляризации двух фотонов.

DOI 10.1103/PhysRevA.89.052122

[41] Ladina Hausmann, Alexander Schmidhuber, Esteban Castro-Ruiz. Measurement events relative to temporal quantum reference frames. Quantum 9, 1616 (2025). Рецензируемая теоретическая статья от 30 января 2025 года.

DOI 10.22331/q-2025-01-30-1616

[42] Dvir Kafri, Jacob M. Taylor, Gerard J. Milburn. A classical channel model for gravitational decoherence. New Journal of Physics 16, 065020 (2014). Рецензируемая модель.

DOI 10.1088/1367-2630/16/6/065020

[43] Jonathan Oppenheim, Carlo Sparaciari, Barbara Šoda, Zachary Weller-Davies. Gravitationally induced decoherence vs space-time diffusion: testing the quantum nature of gravity. Nature Communications 14, 7910 (2023). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1038/s41467-023-43348-2

[44] Mike D. Schneider, Nick Huggett, Niels Linnemann. A demonstration that classical gravity does not produce entanglement. Classical and Quantum Gravity 43, 177001, 1 September 2026 (2026). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1088/1361-6382/ae6f62

[45] Klaus Hornberger; John E. Sipe. Collisional decoherence reexamined. Physical Review A 68, 012105 (2003). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.68.012105

[46] Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger. Macroscopicity of Mechanical Quantum Superposition States. Physical Review Letters 110, 160403 (2013). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.110.160403

[47] Christian Arenz; Robin Hillier; Martin Fraas; Daniel Burgarth. Distinguishing decoherence from alternative quantum theories by dynamical decoupling. Physical Review A 92, 022102 (2015). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.92.022102

[48] Gonzalo A. Álvarez; Dieter Suter. Measuring the Spectrum of Colored Noise by Dynamical Decoupling. Physical Review Letters 107, 230501 (2011). Рецензируемая исследовательская статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.107.230501

[49] Jonas Bylander; Simon Gustavsson; Fei Yan; Fumiki Yoshihara; Khalil Harrabi; George Fitch; David G. Cory; Yasunobu Nakamura; Jaw-Shen Tsai; William D. Oliver. Noise spectroscopy through dynamical decoupling with a superconducting flux qubit. Nature Physics 7, 565–570 (2011). Рецензируемая экспериментальная статья.

DOI 10.1038/nphys1994

[50] Gerardo A. Paz-Silva; Leigh M. Norris; Lorenza Viola. Multiqubit spectroscopy of Gaussian quantum noise. Physical Review A 95, 022121 (2017). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.95.022121

[51] Leigh M. Norris; Gerardo A. Paz-Silva; Lorenza Viola. Qubit Noise Spectroscopy for Non-Gaussian Dephasing Environments. Physical Review Letters 116, 150503 (2016). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.116.150503

[52] Uroš Delić; Manuel Reisenbauer; Kahan Dare; David Grass; Vladan Vuletić; Nikolai Kiesel; Markus Aspelmeyer. Cooling of a levitated nanoparticle to the motional quantum ground state. Science 367, 892–895 (2020). Рецензируемая экспериментальная статья.

DOI 10.1126/science.aba3993

[53] Rainer Kaltenbaek et al.. Macroscopic Quantum Resonators (MAQRO): 2015 update. EPJ Quantum Technology 3, 5 (2016). Рецензируемая публикация авторов концепции миссии.

DOI 10.1140/epjqt/s40507-016-0043-7

[54] Andrea Smirne; Angelo Bassi. Dissipative Continuous Spontaneous Localization (CSL) model. Scientific Reports 5, 12518 (2015). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1038/srep12518

[55] Angelo Bassi; Luca Ferialdi. Non-Markovian Quantum Trajectories: An Exact Result. Physical Review Letters 103, 050403 (2009). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.103.050403

[56] L. Leppäjärvi, M. Sedlák. Postprocessing of quantum instruments. Physical Review A 103, 022615 (2021). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.103.022615

[57] K. Jacobs, D. A. Steck. A Straightforward Introduction to Continuous Quantum Measurement. Contemporary Physics 47, 279 (2006). Рецензированная учебная статья.

DOI 10.1080/00107510601101934

[58] Ł. Cywiński, R. M. Lutchyn, C. P. Nave, S. Das Sarma. How to enhance dephasing time in superconducting qubits. Physical Review B 77, 174509 (2008). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevB.77.174509

[59] Michał Horodecki, Paweł Horodecki, Ryszard Horodecki. Separability of Mixed States: Necessary and Sufficient Conditions. Physics Letters A 223, 1–8 (1996). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1016/S0375-9601(96)00706-2

[60] Tianfeng Feng, Vlatko Vedral, Chiara Marletto. Collapse-based models for gravity do not violate the entanglement-based witness of nonclassicality. Physical Review D 113, 104055 (2026). Рецензируемая теоретическая статья.

DOI 10.1103/83rl-nygv

[61] Don N. Page, C. D. Geilker. Indirect Evidence for Quantum Gravity. Physical Review Letters 47, 979 (1981). Рецензируемая экспериментальная статья.

DOI 10.1103/PhysRevLett.47.979

[62] Wassily Hoeffding. Probability Inequalities for Sums of Bounded Random Variables. Journal of the American Statistical Association 58, 13–30 (1963). Рецензируемая математическая статья.

DOI 10.1080/01621459.1963.10500830

[63] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry — Dataset and code. Zenodo, version v1, measurements April 2025 (2025). Открытые данные и код, CC BY 4.0.

DOI 10.5281/zenodo.17502163

[64] Sebastian Pedalino; Bruno E. Ramírez-Galindo; Richard Ferstl; Klaus Hornberger; Markus Arndt; Stefan Gerlich. Supplementary Information to Probing quantum mechanics with nanoparticle matter-wave interferometry. Nature, supplementary material (2026). Дополнительный материал рецензированной статьи, CC BY 4.0.

https://static-content.springer.com/esm/art%3A10.1038%2Fs41586-025-09917-9/MediaObjects/41586_2025_9917_MOESM1_ESM.pdf

[65] Björn Schrinski; Stefan Nimmrichter; Benjamin A. Stickler; Klaus Hornberger. Macroscopicity of quantum mechanical superposition tests via hypothesis falsification. Physical Review A 100, 032111 (2019). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevA.100.032111

[66] Björn Schrinski; Stefan Nimmrichter; Klaus Hornberger. Quantum-classical hypothesis tests in macroscopic matter-wave interferometry. Physical Review Research 2, 033034 (2020). Рецензированная теоретическая статья.

DOI 10.1103/PhysRevResearch.2.033034

[67] Todd J. Green; Jarrah Sastrawan; Hermann Uys; Michael J. Biercuk. Arbitrary quantum control of qubits in the presence of universal noise. New Journal of Physics 15, 095004 (2013). Рецензируемая исследовательская статья.

DOI 10.1088/1367-2630/15/9/095004

[68] Simone Manti; Nicola Bortolotti; Lajos Diósi; Kristian Piscicchia; Catalina Curceanu. Atomic correlation effects in collapse-induced spontaneous radiation. arXiv:2608.07205v1 (2026). Теоретический препринт.

DOI 10.48550/arXiv.2608.07205

Список иллюстраций

Поясняющие схемы и количественные графики расположены по порядку появления в тексте. Названия ведут к соответствующим рисункам.

1. Интерференция и смесь путей....7
2. Двухпутевой интерферометр и два выхода....9
3. Две матрицы плотности....14
4. Две подготовки в двух базисах....16
5. Одинаковый первый результат и разные состояния после него....18
6. Объект, прибор и окружающая среда....22
7. Накопление корреляций со средой....23
8. Две записи и условный отбор событий....25
9. Условные полосы и полный набор событий....26
10. Две станции и четыре сочетания настроек....29
11. Корреляции CHSH....30
12. Три пути, восемь конфигураций и общая нормировка....37
13. Профили разделения ветвей....41
14. Два физических выхода и три вида записи....42
15. Четыре масштаба одного пространственного опыта....48
16. Измерительный тракт натриевого эксперимента....54
17. Условная карта ограничений CSL....56
18. Пространственное ядро и квадратичное приближение....58
19. Одна масса и разные распределения вещества....60
20. Разные индивидуальные истории одного ансамбля....63
21. Частица внутри среды и измерительного тракта....68
22. Бюджет остаточного газа....71
23. Общее движение и независимые сдвиги трёх решёток....73
24. Трёхточечный контраст....79
25. Траектория и оптимум контраста....82
26. Три геометрии и две разные ошибки калибровки....83
27. Пространственный контраст и нагрев....90
28. Поступательное и вращательное считывание....91
29. Два пробника: суммарный и разностный каналы....93
30. Два пути проверки опубликованного набора....100
31. Опубликованные отсчёты и независимая подгонка....101
32. Воспроизведённая апостериорная плотность....104
33. Три способа задать гравитационный источник....109
34. Какие связи нужно контролировать между двумя малыми массами....114
35. Четыре совместные альтернативы двух масс....119
36. Геометрия и гравитационная фаза....121
37. Три настройки считывания одной подготовки....124

38. Шум и свидетель запутанности 125
39. Четыре исхода в трёх настройках 127
40. Часы как часть совместного измерения 135
41. Условные вероятности квантовых часов 138
42. Один условный срез и два последовательных чтения 140
43. Размытие показания часов 141
44. Прямая унитарная связь и классическая обратная связь 146
45. Сравнение гравитационных динамик 153
46. Конечный размер тела и форм-фактор 157
47. Общий закон и разные условия двух объектов 160
48. Две ветви в два момента времени 165
49. Ramsey и echo при коррелированном шуме 171
50. Ramsey, идеальное echo и конечный импульс 174
51. Смещение оценки из-за конечного импульса 176
52. Два датчика, четыре серии и общая или разностная фаза 179
53. Предел доступной информации и новое наблюдение 184
54. Проекция сигнала и фона 186
55. Профиль параметра и отложенная проверка 190
56. Функциональная архитектура опыта с изменяемым разделением 192
57. Стенд с известным фазовым воздействием 194
58. Полный маршрут события от подготовки до независимой проверки 196
59. Два измерительных канала и технические пути общей помехи 197
60. Калибровка полной поисковой процедуры 203
61. Сравнение четырёх дизайнов измерений 207
62. Какие выводы допускает результат проверки 209

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