

# Теория Планковской кристаллизации: 5D-основание квантовой механики (Stage-1) — Условный вывод правила Борна и три проверяемых теста

Ахметзянов Рустам Владимирович

Независимый исследователь

E-mail: [niitao.ssv@gmail.com](mailto:niitao.ssv@gmail.com)

ORCID: [0009-0001-8821-0517](https://orcid.org/0009-0001-8821-0517) DOI: [10.24108/preprints-3114637](https://doi.org/10.24108/preprints-3114637)

March 26, 2026

## Аннотация

Правило Борна  $P_n = |c_n|^2$  и коллапс волновой функции представляют два фундаментальных постулата квантовой механики, не имеющих вывода из более глубоких принципов. Существующие интерпретации квантовой механики воспроизводят её формализм, но не генерируют новых проверяемых предсказаний.

В статье представлена Теория Планковской Кристаллизации (Р-теория) — минимальное пятимерное расширение квантовой механики, в котором физическая реальность эволюционирует вдоль пятой абсолютной координаты — мирового времени  $\mathcal{T}$ , ортогональной четырёхмерному пространству-времени. Параметр порядка  $\Phi(\mathcal{T})$  описывает необратимый квантово-классический переход от  $|\Phi| \approx 0$  (суперпозиция) к  $|\Phi| \rightarrow \Phi_0$  (классический исход), протекающий в двух стадиях: запуск через тахионную неустойчивость и late-stage насыщение через нелинейный потенциал.

Восемь явно сформулированных аксиом (A1–A8) образуют минимальный дедуктивный базис. Правило Борна выводится как условная теорема — не постулат — посредством эргодического усреднения по  $N_{\text{cycles}} \sim 10^{39}$  планковским циклам, без использования  $P_n = |c_n|^2$  как вероятностного постулата на входе.

Р-теория задаёт универсальный закон декогеренции  $\tau_{\text{decoh}}(T) = \hbar/(vk_B T)$  с безразмерным параметром связи  $v \in [0, 1]$ . Три независимо фальсифицируемых теста (F1–F3) — температурная зависимость, масштабирование с числом степеней свободы и проверка согласованности с условием no-signalling — доступны с использованием молекулярной интерферометрии и Белл-тестов в 2026–2028 гг. Детальный вывод параметров из геометрии компактификации и полная 5D-динамика отнесены к последующим этапам программы (Stage-2/Stage-3).

На этапе Stage-1, в рамках настоящей статьи показано, как Р-теория объединяет вывод правила Борна из явного аксиоматического каркаса с программой экспериментальной фальсификации, что отличает её от известных подходов.

**Keywords:** Р-теория; правило Борна; проблема измерения; квантовая механика; основания квантовой механики; 5D пространство-время; планковская кристаллизация; декогеренция; коллапс волновой функции; фальсифицируемость

# Contents

1. ВВЕДЕНИЕ В Р-ТЕОРИЮ: ОБЗОР И ОСНОВНЫЕ КОНЦЕПЦИИ . . . .	4
2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОСНОВАНИЕ . . . . .	11
2.0. Структура параметра порядка $\Phi$ : радиальная и угловая моды . . . .	11
2.1. Аксиоматический базис Р-теории (A1–A8) . . . . .	11
Вводный текст . . . . .	11
Описание аксиом A1–A8 . . . . .	12
Таблица 1. Сводная таблица аксиом A1–A8 . . . . .	20
Логическая схема аксиоматического вывода правила Борна . . . . .	22
2.2. Параметр порядка и потенциал $V(\Phi)$ . . . . .	23
2.3. Полное уравнение кристаллизации . . . . .	26
2.3.1. Однородное приближение Stage-1 . . . . .	30
2.3.2. Точное решение стадии II кристаллизации: late-stage насыщение . . . . .	32
2.4. Предельные случаи и совместимость с КМ . . . . .	34
Предел 1. $\Delta\mathcal{T}_{\min} \rightarrow 0$ — воспроизведение стандартной КМ . . . . .	35
Предел 2. $v \rightarrow 0$ — изолированная система . . . . .	36
Предел 3. $T \rightarrow 0$ — низкотемпературный квантовый режим . . . . .	36
Предел 4. Классический предел . . . . .	37
3. РЕЗУЛЬТАТЫ . . . . .	38
3.1. Эргодический вывод правила Борна . . . . .	38
Шаг 1. Оценка числа планковских циклов . . . . .	39
Шаг 2. Амплитуда кристаллизации и нормировка исходов . . . . .	39
Шаг 3. Условия P1–P5 и эргодическое усреднение . . . . .	40
Шаг 4. Теорема Борна . . . . .	41
3.2. Универсальный закон декогеренции . . . . .	42
3.2.1. Вывод из кинетики кристаллизации . . . . .	42
3.2.2. Масштабирование с числом степеней свободы . . . . .	44
3.2.3. Сравнение с экспериментом . . . . .	45
3.3. Три фальсифицируемых теста (F1–F3) . . . . .	45
4. ОБСУЖДЕНИЕ . . . . .	48
4.1. Связь с интерпретациями КМ . . . . .	48
4.2. Мотивирующие численные результаты расширенной программы . . . . .	50
4.2.1. Космологическая постоянная . . . . .	51
4.2.2. Аномальный магнитный момент мюона . . . . .	52
4.3. Открытые вопросы и ограничения . . . . .	53
Границы Stage-1 . . . . .	53
5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ . . . . .	59
ПРИЛОЖЕНИЕ А: Детальный вывод правила Борна . . . . .	61
A.1. Постановка задачи . . . . .	61
A.2. Условия вывода: единая нумерация P1–P5 . . . . .	61
A.2a. Обоснование условия P5: фазовая инвариантность динамики и базисная независимость фоновой меры . . . . .	62
A.3. Четыре шага доказательства . . . . .	64
A.4. Трассировка антикруговости . . . . .	66
A.5. Связь с теоремой Глисона и подходом Дойча–Уоллеса . . . . .	68
ПРИЛОЖЕНИЕ В: Экспериментальные протоколы F1–F3 . . . . .	68

В.1. Тест F1: Температурная зависимость $\tau_{\text{decoh}}(T)$ . . . . .	68
В.2. Тест F2: Масштабирование с числом частиц $N$ . . . . .	68
В.3. Тест F3: Проверка условия no-signalling . . . . .	69
ПРИЛОЖЕНИЕ С: Таблица обозначений и размерностей . . . . .	69
Используемая литература: . . . . .	72

# 1. ВВЕДЕНИЕ В Р-ТЕОРИЮ: ОБЗОР И ОСНОВНЫЕ КОНЦЕПЦИИ

Квантовая механика относится к числу наиболее точно проверенных физических теорий в истории науки, однако её концептуальные основания остаются предметом дискуссий уже на протяжении столетия [1, 2]. Два элемента традиционно идентифицируются как ядро так называемой **проблемы измерения**.

Первый — **правило Борна**: для квантового состояния  $|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$  вероятность получить исход  $|n\rangle$  при измерении постулируется равной

$$P_n = |c_n|^2. \quad (1)$$

Никакого вывода этого правила из более фундаментальных принципов в рамках стандартной квантовой механики не существует — оно просто принимается как данность.

Второй — **коллапс волновой функции**: при измерении система необратимо переходит из суперпозиции в единственный определённый исход,

$$|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle \xrightarrow{\text{измерение}} |n_0\rangle. \quad (2)$$

Физический механизм этого перехода, его временной масштаб и роль измерительного прибора остаются необъяснёнными в рамках стандартного формализма.

Для решения этих проблем был предложен широкий спектр интерпретаций и расширений квантовой механики — включая копенгагенскую интерпретацию [1], формулировку Эверетта [3,4], пилотно-волновую теорию де Бройля-Бома, модели спонтанной локализации GRW/CSL, а также реляционный и QBist-подходы. При всём их разнообразии большинство интерпретационных программ переосмыслиют уже существующий квантовый формализм, не выводя правило Борна из независимых принципов [5,6]. Объективные модели коллапса типа GRW/CSL занимают особое место: они действительно генерируют экспериментально проверяемые отклонения от стандартной квантовой механики, однако не выводят правило Борна из аксиоматического каркаса, а принимают вероятностную структуру как часть исходной стохастической динамики. Программа декогеренции [7,8,15] обеспечивает динамическое описание квантово-классического перехода в открытых системах, но сама по себе не выбирает предпочтительный исход и не выводит правило Борна [8,15].

Настоящая работа вводит **Теорию Планковской Кристаллизации (Р-теория)** — минимальное теоретическое расширение, одновременно решающее обе указанные проблемы. Ключевое отступление от стандартных подходов носит онтологический характер: вместо поиска интерпретации четырёхмерного квантового формализма Р-теория постулирует пятое измерение — **мировое время**  $\mathcal{T}$  — ортогональное четырёхмерному пространству-времени, вдоль которого физические состояния претерпевают необратимый переход от квантовой суперпозиции ( $|\Phi| \approx 0$ ) к классическому определённому исходу ( $|\Phi| \rightarrow \Phi_0$ ). Этот переход, называемый *кристаллизацией*, в Stage-1 описывается

двухстадийно. Стадия I соответствует запуску из окрестности  $|\Phi| = 0$  за счёт тахионной неустойчивости и планковских флуктуаций, а стадия II — нормированной late-stage релаксации к классическому пределу под действием эффективного потенциала насыщения. Переход между стадиями происходит при  $\mathcal{T} = \mathcal{T}_*$ , когда поле уже вышло из линейной окрестности нуля и выполнено условие.

$$\phi(\mathcal{T}_*) > \frac{1}{2}, \quad \phi \equiv \frac{|\Phi|}{\Phi_0}.$$

Тем самым потенциал типа Хиггса [9] сохраняет роль механизма запуска, но не отождествляется с полной late-stage кинетикой кристаллизации.

**Почему пять измерений?** Пятимерная архитектура является *минимальным* расширением, одновременно удовлетворяющим трём требованиям: (i) параметр эволюции  $\mathcal{T}$ , ортогональный 4D пространству-времени и независимый от локальных преобразований Лоренца; (ii) скалярный параметр порядка  $\Phi(\mathcal{T})$  с потенциалом СНС, способный обеспечить квантово-классический переход; (iii) точный предельный переход —  $\lim_{\Delta\mathcal{T}_{\min} \rightarrow 0}$  Р-теория = стандартная квантовая механика — гарантирующий совместимость со всеми установленными результатами. Исторический прецедент восходит к Калуце [10] и Клейну [11], показавшим, что пятое компактное измерение позволяет объединить электромагнетизм с гравитацией; Р-теория использует аналогичную геометрию в иных физических целях. Шестимерные расширения (компактификация Калаби-Яу, Stage-2) обогащают пространство параметров и ожидаемо дадут независимые предсказания для масс частиц и констант связи, однако не требуются для минимального фальсифицируемого ядра, представленного в данной работе.

В рамках этого формализма правило Борна возникает как условная теорема, а не постулат. Вывод осуществляется посредством эргодического усреднения: процесс кристаллизации охватывает  $N_{\text{cycles}} \sim 10^{39}$  статистически независимых планковских циклов в течение одного события декогеренции. При пяти явно сформулированных условиях — независимость (P1), стационарность (P2), эргодичность (P3), отсутствие сигнализации (P4) и инвариантность меры (P5) — закон больших чисел принудительно приравнивает временную среднюю частоту исходов к  $|c_n|^2$  с точностью  $\varepsilon \sim N_{\text{cycles}}^{-1/2} \lesssim 10^{-19.5}$ , недостижимой для какого-либо мыслимого эксперимента. Ни одна форма  $|c_n|^2$  не предполагается ни на каком промежуточном шаге.

Дальнейшим следствием Stage-1 режима является универсальная функциональная форма закона декогеренции: характерный временной масштаб квантово-классического перехода масштабируется как

$$\tau_{\text{decoh}}(T) = \frac{\hbar}{v k_B T}, \quad (3)$$

где  $v \in [0, 1]$  — безразмерный параметр связи, характеризующий интенсивность взаимодействия системы со средой. В Stage-1 соотношение задаёт универсальную

функциональную форму

$$\tau_{\text{decoh}} \propto T^{-1},$$

при этом шаг для связи параметра  $\nu$  с физикой стохастического запуска определяется феноменологически (через размерностно согласованную структуру связи, используемую на уровне Stage-1), а численное значение  $\nu$  становится независимым количественным предсказанием лишь после вывода  $\nu$  из геометрии компактификации 6D-компактификации Калаби-Яу без свободных параметров на Stage-2.

Полное уравнение динамики кристаллизации включает четыре члена:

$$\frac{\partial Q}{\partial \mathcal{T}} = \boxed{\underbrace{F_{\text{cryst}}[Q]}_{\text{(I) кристаллизация}} + \underbrace{\gamma|\delta\mathcal{T}|^2 Q}_{\text{(II) флуктуации}} + \underbrace{D\nabla^2 Q}_{\text{(III) распространение}} - \underbrace{J_{\text{ext}}^{(Q)}(\mathbf{x}, \mathcal{T})}_{\text{(IV) декристаллизация}}} \quad (4)$$

где в двухстадийной формулировке Stage-1 вводится переменная  $Q$ :

$$Q = \begin{cases} |\Phi|, & \mathcal{T} < \mathcal{T}_*, \\ \phi \equiv \frac{|\Phi|}{\Phi_0}, & \mathcal{T} \geq \mathcal{T}_*, \end{cases}$$

а нелинейный вклад (I) определяется соответствующим эффективным потенциалом Stage-1:

$$F_{\text{cryst}}[Q] = \begin{cases} \mu^2|\Phi| - \lambda|\Phi|^3, & \mathcal{T} < \mathcal{T}_*, \\ -\alpha\phi(1-\phi)(1-2\phi), & \mathcal{T} \geq \mathcal{T}_*. \end{cases}$$

Тогда вынужденная декристаллизация (IV) в уравнении записывается в согласованной нормировке:

$$J_{\text{ext}}^{(Q)}(\mathbf{x}, \mathcal{T}) = \begin{cases} J_{\text{ext}}(\mathbf{x}, \mathcal{T}), & \mathcal{T} < \mathcal{T}_*, \\ \frac{J_{\text{ext}}(\mathbf{x}, \mathcal{T})}{\Phi_0}, & \mathcal{T} \geq \mathcal{T}_*, \end{cases}$$

в то время как член (II) описывает флуктуации мирового времени  $\delta\mathcal{T}$  на планковском масштабе, а член (III) — пространственный волновой фронт кристаллизации. Члены (III) и (IV) — предмет Stage-3; в настоящей работе (Stage-1) используется **однородное приближение**  $|\Phi| = |\Phi(\mathcal{T})|$ , достаточное для вывода правила Борна и закона декогеренции.

Принципиально важно, что Р-теория **фальсифицируема с помощью современных технологий**. На период 2026-2028 гг. предложены три экспериментальных теста (F1-F3) с использованием молекулярной интерферометрии [12] и модифицированных Белл-тестов [13]. Эти тесты проверяют, соответственно: (F1) температурную зависимость  $\tau_{\text{decoh}} \propto T^{-1}$ ; (F2) масштабирование с числом степеней свободы  $\tau_{\text{decoh}} \propto N^{-\beta}$ ; (F3) ограничение no-signalling, налагаемое

5D-архитектурой. Отрицательный результат двух и более тестов служит сильным основанием для отклонения Stage-1 формы Р-теории: либо ядро Stage-1 требует пересмотра, либо изменяются предположения, отнесённые к Stage-2/Stage-3 (в частности, относительно параметров и их вывода из геометрии компактификации).

Среди более дальних следствий расширенной программы, не входящих в доказательное ядро настоящей статьи, находятся предварительные оценки для аномального магнитного момента мюона  $(g-2)_\mu$  и космологической постоянной  $\Lambda$  (Stage-3), а также предсказания для масс частиц из 6D-компактификации Калаби-Яу (Stage-2). Эти результаты обсуждаются в Разделе 4 исключительно как мотивирующие численные указания, а не как завершённые предсказания Stage-1.

### **Статья организована следующим образом.**

Раздел 2 («Теоретический формализм») представляет аксиоматический базис Р-теории (A1–A8) с полным описанием каждой аксиомы и логической схемой их взаимосвязей (§2.1), динамику параметра порядка и потенциал (§2.2), полное уравнение кристаллизации с физическим смыслом четырёх членов (§2.3), а также предельные случаи и совместимость со стандартной квантовой механикой (§2.4). Раздел 3 («Результаты») содержит эргодический вывод правила Борна (§3.1), универсальный закон декогеренции (§3.2) и три фальсифицируемых теста F1–F3 (§3.3). Раздел 4 («Обсуждение») рассматривает связь Р-теории с существующими интерпретациями (§4.1), предварительные предсказания расширенной программы (§4.2) и открытые вопросы (§4.3). Раздел 5 содержит заключение. Детальные математические выводы, экспериментальные протоколы и таблица обозначений приведены в Приложениях А, В и С соответственно.

**Рис. 1.** Ландшафт кристаллизации Р-теории (Nano Banana Pro): одна типичная реализация эволюции параметра порядка  $|\Phi(\mathcal{T})|$  вдоль мирового времени  $\mathcal{T}$  в пятимерной архитектуре Stage-1.

**Координаты и оси:** Горизонтальная плоскость (X–Y) представляет масштаб объекта (X, единицы объёма) и корреляционное время (Y, логарифмическая шкала в единицах  $\log_{10}(\tau_{\text{corresp}} [\text{лет}])$ , от  $-44$  (Big Bang) до  $+17$  (2026 AD)); вертикальная ось Z показывает нормированное мировое время  $\mathcal{T}_{\text{norm}} = (\mathcal{T} + 44)/61 \in [0, 1]$ , где  $\mathcal{T} = 0$  соответствует Big Bang, а  $\mathcal{T} = 1$  — плоскости NOW (2026 AD).

**Цветовое кодирование:** Цвет на поверхности отражает степень кристаллизованности  $|\Phi|$  и динамику переходов: фиолетовый/синий ( $|\Phi| \approx 0.2\text{--}0.3$ ) — квантовая фаза ранних времён (Планков масштаб, электрослабая эпоха); жёлто-зелёный ( $|\Phi| \approx 0.5\text{--}0.8$ ) — переходные состояния (нуклеосинтез, формирование звёзд); оранжевый/красный ( $|\Phi| \approx 0.87\text{--}1.0$ ) — близкие к полностью кристаллизованные состояния (молекулы, звёзды); жёлтый ( $|\Phi| \approx 0.87$ , стагнирующий) — чёрные дыры, всё ещё кристаллизирующиеся.

**Ключевые маркеры и объекты:**

- *PLANCK SCALE* ( $X \approx 0.5$ ,  $Y \approx -44$ ): фиолетовый маркер; гипотетическое

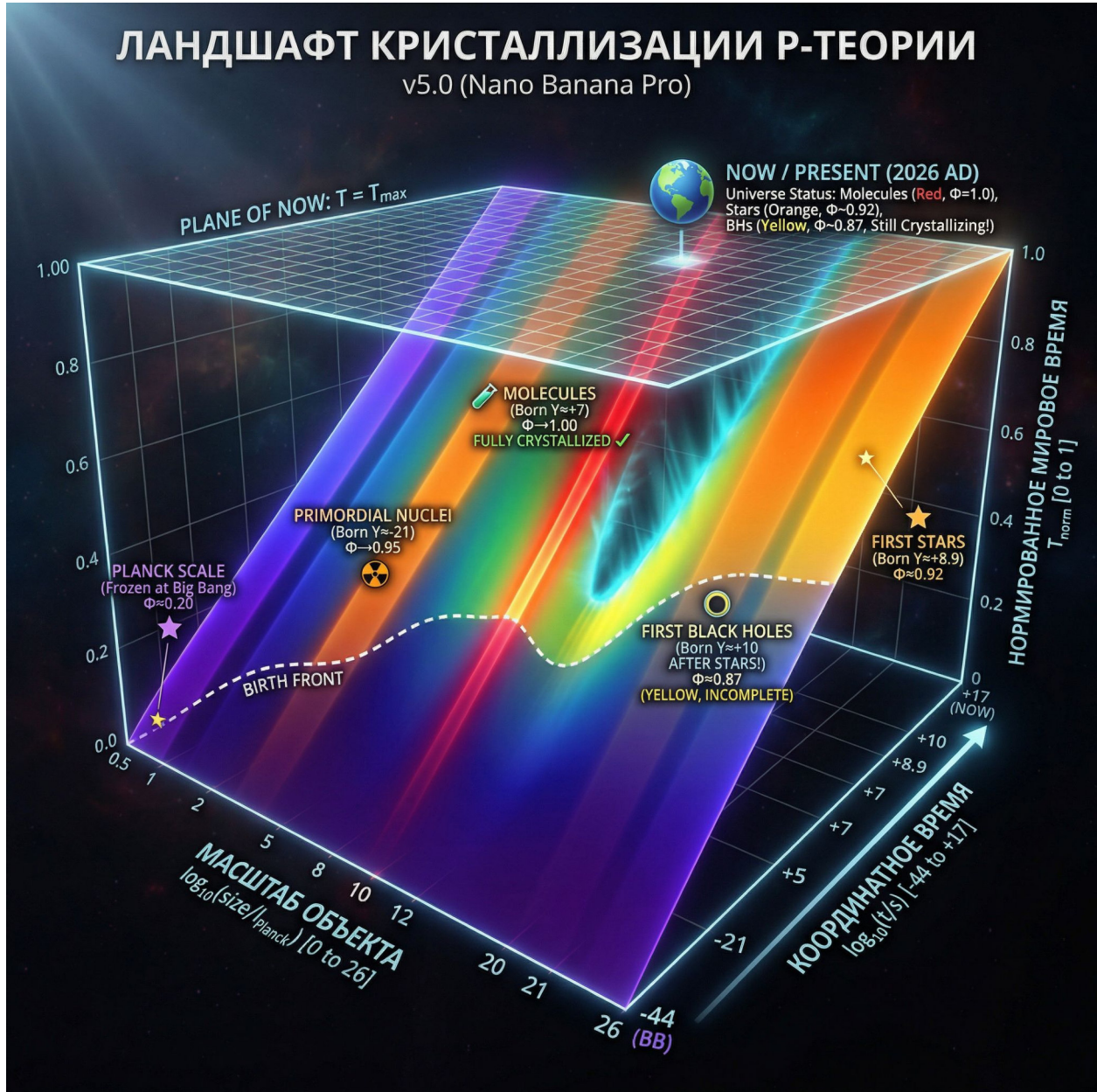


Figure 1: Ландшафт кристаллизации Р-теории

“замороженное” состояние при рождении (Big Bang).

- *PRIMORDIAL NUCLEI* ( $X \approx 5$ ,  $Y \approx -21$ ): оранжевый маркер; запуск кристаллизации в режиме II (Born  $Y \approx -21$ ,  $|\Phi| \approx 0.95$ ).
- *ATOMS/RECOMBINATION* ( $X \approx 8$ ,  $Y \approx +5$ ): оранжевый маркер; быстрый переход от квантовой к классической фазе.
- *MOLECULES* ( $X \approx 10$ ,  $Y \approx +7$ ): *красный пульсирующий маркер* (самый яркий); первые полностью кристаллизованные объекты ( $|\Phi| = 1.0$ ), критический момент эргодического усреднения.
- *FIRST STARS* ( $X \approx 20$ ,  $Y \approx +8.9$ ): оранжевый маркер; рождение звёзд; высота  $Z \approx 0.87$  (что соответствует корреляционному времени  $\sim 10^{8.9}$  лет, эпоха звёзд).
- *FIRST BLACK HOLES* ( $X \approx 12$ ,  $Y \approx +10$ ): жёлтый маркер; рождение чёрных дыр ПОСЛЕ звёзд ( $Y = +10 > Y = +8.9$ ); выраженный “зуб” нижнего края поверхности отражает это логическое следствие звездной эволюции.
- *Ореол ЧД*: голубой пульсирующий ореол вокруг жёлтого гребня ЧД символизирует неполную кристаллизацию ( $|\Phi| \approx 0.87 < 1.0$ ) и продолжающуюся медленную эволюцию.
- *PLANE OF NOW* (горизонтальная полупрозрачная плоскость при  $Z = 1.00$ ,  $Y = +17$ ): срез в момент 2026 AD; все объекты на этой плоскости имеют одинаковый нормированный мировое время.
- *BIRTH FRONT* (пунктирная белая кривая вдоль нижнего края): фронт кристаллизации; точка рождения каждого объекта зависит от его масштаба  $X$  и времени формирования  $Y$ .

#### **Физическая интерпретация:**

- *Слева* ( $X < 2$ ): “замороженные” объекты планковского масштаба остаются в квантовой фазе ( $|\Phi| \approx 0.2$ ) без эволюции.
- *Центр* ( $X \in [5, 10]$ ): бурная цветовая эволюция отражает переходы при рождении объектов и их последующей кристаллизации.
- *Жёлтая впадина* ( $X \approx 12$ , ЧД): физически содержательная особенность — чёрные дыры достигают только промежуточного уровня кристаллизации ( $|\Phi| \approx 0.87$ ), что связано с предполагаемым обратным фазовым переходом вблизи горизонта событий (Stage-3, §16.5.5); эта впадина явно видна на графике как “провал” между красными молекулами ( $X = 10$ ) и оранжевыми звёздами ( $X = 20$ ).
- *Стремление к NOW*: по мере приближения к плоскости NOW ( $Z \rightarrow 1$ ) большинство объектов асимптотически приближаются к состояниям высокой кристаллизованности, кроме ЧД, которые остаются в “жёлтой” переходной зоне.

#### **Статус визуализации и ограничения (Stage-1):**

- На рисунке показана одна типичная конфигурация из статистического ансамбля  $\sim 10^{39}$  независимых планковских реализаций кристаллизации. Эргодическое усреднение по такому ансамблю приводит к вероятностной интерпретации правила Борна в Stage-1.
- *Пространственная однородность*: ландшафт предполагает однородное распределение поля  $|\Phi| = |\Phi(\mathcal{J})|$  без учёта пространственных градиентов и доменных структур; полное пространственное описание

— задача Stage-2/Stage-3.

- *Суперпозиция vs. отдельные ветви*: На рисунке изображена одна выбранная ветвь кристаллизации; в реальности на стадии I система находится в суперпозиции всех возможных каналов  $n$ , каждый из которых кристаллизуется независимо с частотой  $|c_n|^2$ . Ансамблевая природа этого процесса — глубокая суть Р-теории.

- *Связь мирового времени  $\mathcal{T}$  с 4D-наблюдаемой хронологией*: логарифмическая шкала  $Y$  использует реальную космологическую историю Вселенной как феноменологический калибровочный фон; точная редукция 5D мирового времени к 4D координатному времени  $t$  требует полной 5D-метрологии и является задачей Stage-3.

- *Статус ЧД*: обозначение “INCOMPLETE CRYSTALLIZATION” отражает качественное предсказание Stage-3 (§16.5.5) о том, что в экстремальной геометрии чёрной дыры параметр порядка не полностью кристаллизуется; количественная проверка этого эффекта — отложена на Stage-3.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОСНОВАНИЕ

### 2.0. Структура параметра порядка $\Phi$ : радиальная и угловая моды

Фундаментальное поле Р-теории — комплексное скалярное поле  $\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T})$  с двумя физически различными компонентами:

$$\boxed{\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T}) = |\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T})| \cdot e^{i\theta(\mathbf{x}, \mathcal{T})}} \quad (5)$$

**Радиальная мода**  $|\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T})|$  описывает *амплитуду кристаллизации* — степень перехода от квантовой фазы к классической; связана с массой бозона Хиггса [9] и структурой геометрии пространства-времени; модулирует метрику:  $g_{\mu\nu} \propto |\Phi|^2$  (качественно; точная редукция из 5D отложена на Stage-3).

**Угловая мода**  $\theta(\mathbf{x}, \mathcal{T})$  несёт глобальные квантовые числа (U(1)-фаза); порождает Намбу-Голдстоун бозоны — кандидатов на аксионную тёмную материю; связана с CP-нарушением и барионной асимметрией; не влияет на скорость декогеренции в Stage-1.

#### **Граница применимости Stage-1: однородный анзац.**

Настоящая статья использует *однородное приближение*: параметр порядка зависит только от мирового времени —  $\Phi(\mathcal{T})$  — без пространственной зависимости от  $\mathbf{x}$ . Это означает, что в Stage-1 исключаются из рассмотрения:

- доменные структуры (соседствующие области с  $+\Phi_0$  и  $-\Phi_0$ );
- топологические дефекты (струны, монополи, доменные стенки);
- космологическая эволюция (инфляция, структурообразование).

Однородный анзац физически оправдан для объяснения квантовых явлений на атомных и молекулярных масштабах, где пространственные градиенты поля малы. Полное описание с пространственной зависимостью  $\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T})$  — предмет Stage-2 и Stage-3.

Анализ в настоящей работе сосредоточен исключительно на радиальной моде  $|\Phi(\mathcal{T})|$  как единственной переменной, необходимой для вывода правила Борна и закона декогеренции (§3.1–3.2). Полный спектр с зависимостью от  $\theta$  (аксионы, асимметрия материи/антиматерии) используется начиная со Stage-2.

### 2.1. Аксиоматический базис Р-теории (A1-A8)

#### **Вводный текст**

Все существующие интерпретации квантовой механики — копенгагенская [1], многомировая [3, 4], пилотно-волновая — объединяет общая черта: их исходные допущения либо подразумеваются, либо вводятся на уровне интуитивных принципов, не поддающихся независимой проверке. Следствием является логический круг: правило Борна принимается как данность именно потому, что нигде не оговорено явно как постулат, требующий самостоятельного обоснования [5, 6]. Р-теория разрывает этот круг, предъявляя полный перечень

исходных допущений в виде восьми явных аксиом (A1–A8), из которых правило Борна выводится дедуктивно как условная теорема ( $\rightarrow$  §3.1).

Набор A1–A8 является минимальным в следующем точном смысле: исключение любой из аксиом нарушает либо логическую замкнутость вывода теоремы Борна, либо совместимость со стандартным квантовомеханическим формализмом [7, 8]. Аксиомы разбиваются на две группы. **Онтологические аксиомы** (A1–A4) задают геометрическую арену теории: пятимерное пространство-время, структуру мирового времени  $\mathcal{T}$ , метрический анзац и планковскую дискретность. Пятимерная архитектура является минимальным расширением, одновременно удовлетворяющим трём требованиям: (i) независимый параметр эволюции  $\mathcal{T}$ , ортогональный 4D пространству-времени; (ii) скалярный параметр порядка с потенциалом спонтанного нарушения симметрии; (iii) точный предельный переход к стандартной квантовой механике. Исторический прецедент подобной конструкции — идея дополнительных измерений Калуцы [10] и Клейна [11]. **Динамические аксиомы** (A5–A8) задают динамическую переменную теории, эффективный потенциал, механизм стохастичности и принцип соответствия со стандартной КМ.

## Описание аксиом A1–A8

### A1 — Пятимерная структура пространства-времени

$$\mathcal{M}^5 = \mathcal{M}^4 \times \mathbb{T}_{\mathcal{T}} \quad (6)$$

*Физический смысл.* Реальность существует в пятимерном многообразии: стандартное четырёхмерное пространство-время  $\mathcal{M}^4$  дополнено одномерным многообразием мирового времени  $\mathbb{T}_{\mathcal{T}}$ , вдоль которого протекает процесс кристаллизации [10, 11]. Пятое измерение ортогонально всем четырём координатным осям и не наблюдается напрямую ни в каком 4D-эксперименте. Мировое время  $\mathcal{T}$  — абсолютный параметр «становления» физических состояний — не следует отождествлять с «мировым временем» (cosmic time) в космологии Фридмана–Робертсона–Уокера: последнее является координатным временем сопутствующих наблюдателей в 4D-пространстве-времени и не несёт онтологического смысла, закреплённого за  $\mathcal{T}$  в P-теории.

*Необходимость.* Без A1 не существует параметра  $\mathcal{T}$  как самостоятельной независимой переменной: вся теория вырождается в четырёхмерную переформулировку без механизма кристаллизации и без онтологической основы для вывода правила Борна.

*Статус.* Фундаментальная гипотеза; проверяется через следствия (тесты F1–F3, §3.3).

### A2 — Двухуровневое время

$$g_{\mu 4} = 0 \quad \forall \mu = 0, 1, 2, 3 \quad (7)$$

*Физический смысл.* Существуют два физически различных временных параметра:

- $t$  — координатное время: наблюдаемое, лоренц-ковариантное внутри каждого слоя  $\mathcal{T} = \text{const}$ ;
- $\mathcal{T}$  — мировое время: абсолютный параметр «становления/кристаллизации» реальности, пятая координата, ортогональная всей 4D-структуре.

Условие  $g_{\mu 4} = 0$  принимается как анзац и структурно устраняет смешивание двух уровней, исключая введение дополнительных 4D-полей через смешанные компоненты метрики. Монотонное возрастание  $\mathcal{T}$  задаёт глобальное упорядочение «стадий кристаллизации» и гарантирует необратимость квантово-классического перехода.

*Необходимость.* Без явного разделения  $t$  и  $\mathcal{T}$  невозможно определить число планковских циклов  $N_{\text{cycles}} = \tau_{\text{decoh}}/t_P$  — ключевую величину для применения закона больших чисел в выводе Борна.

*Статус.* Определение + геометрический анзац.

*Примечание.*

Аксиома A2 вводит  $\mathcal{T}$  как абсолютный параметр — в этом смысле R-теория в Stage-1 отступает от духа специальной теории относительности. Это отступление является намеренным и структурным, но не безобидным: введение выделенного параметра эволюции формально нарушает лоренц-ковариантность на фундаментальном уровне. Позиция теории состоит в следующем.

- (i) Мировое время  $\mathcal{T}$  ортогонально всем четырём координатам  $\mathcal{M}^4$  (условие  $g_{\mu 4} = 0$ ) и не наблюдается напрямую ни в каком 4D-эксперименте: все наблюдаемые определяются через  $g_{\mu\nu}(x)$ , не зависящую от  $\mathcal{T}$  в Stage-1.
- (ii) Поправки к 4D-наблюдаемым, связанные с дискретностью  $\mathcal{T}$ , имеют порядок  $t_P/t \sim 10^{-44}$  при  $t \sim 1$  с и недостижимы ни в каком мыслимом эксперименте. В этом смысле нарушение Лоренц-симметрии является ненаблюдаемым при любой реализуемой точности.
- (iii) Соотношение между мировым временем и координатным временем постулируется в форме анзаца:

$$d\mathcal{T} = \gamma^{-1} dt + \mathcal{O}(t_P/t) \quad (7a)$$

где  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — стандартный лоренц-фактор. Этот анзац обеспечивает согласование со специальной теорией относительности на уровне 4D-наблюдаемых, однако не является выводом: он постулируется как наиболее естественная форма, совместимая с ковариантностью 4D-физики.

- (iv) Строгое аналитическое доказательство восстановления полной Лоренц-инвариантности в пределе  $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$  является открытой задачей Stage-2 (см. Таблицу 10). До завершения этого доказательства

P-теория функционирует как теория с абсолютным параметром эволюции, нарушение лоренц-симметрии в которой ненаблюдаемо в 4D, но не доказано отсутствующим на фундаментальном уровне. Это представляет одно из двух ключевых теоретических ограничений Stage-1 наряду с феноменологическим характером параметра  $v$ .

- (v) **Совместимость теоремы Борна с нелоренц-инвариантной структурой  $\mathcal{T}$ .** Вывод правила Борна в §3.1 опирается на условие P2 (стационарность): распределение  $\delta\mathcal{T}_i$  не зависит от номера цикла  $i$ . Поскольку  $\mathcal{T}$  — абсолютный параметр, для двух лоренц-бустованных наблюдателей  $S$  и  $S'$  последовательности планковских циклов  $\{i_S\}$  и  $\{i_{S'}\}$  в принципе могут различаться.

Аргумент в пользу сохранения P2 состоит в следующем. Согласно анзацу (7a):  $d\mathcal{T} = \gamma^{-1}dt$ , где  $\gamma$  — стандартный лоренц-фактор. Это означает, что наблюдатель  $S'$  насчитывает  $N'_{\text{cycles}} = N_{\text{cycles}}/\gamma$  циклов за то же координатное время  $t$ . Однако распределение отдельного цикла  $p(\delta\mathcal{T}_i)$  при этом не меняется: дисперсия  $\sigma^2 = \langle |\delta\mathcal{T}|^2 \rangle$  определяется планковским масштабом  $t_P$ , который является лоренц-скалярным параметром теории (A4). Следовательно, условие P2 — **идентичность распределения на каждом цикле** — выполнено для обоих наблюдателей.

При этом число циклов  $N'_{\text{cycles}}$  у бустованного наблюдателя меньше, а статистическая погрешность  $\varepsilon' \sim (N'_{\text{cycles}})^{-1/2}$  несколько больше. Но при любом физически реализуемом  $\gamma$  и  $\tau_{\text{decoh}} \geq 10^{-12}$  с сохраняется  $N'_{\text{cycles}} \gtrsim 10^{31}/\gamma \gg 1$ , и точность теоремы Борна остаётся недостижимой для эксперимента.

Строгое доказательство того, что это рассуждение распространяется на произвольные лоренц-преобразования и что условие P2 выполнено аналитически в пределе  $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$ , — часть задачи восстановления лоренц-инвариантности Stage-2 (см. пункт (iv) выше и Таблицу 10).

- (vi) **Статус Stage-1 как preferred-foliation framework.** Введением абсолютного мирового времени  $\mathcal{T}$  Stage-1 принадлежит к классу теорий с выделенным временным слоеением. В этом смысле P-теория на фундаментальном уровне пока не является строго лоренц-ковариантной теорией. Эмпирически это допустимо постольку, поскольку возможные 4D-эффекты нарушения лоренц-инвариантности подавлены отношением порядка  $t_P/t$ . Однако такая феноменологическая совместимость не заменяет структурного доказательства восстановления ковариантности. Явный вывод этого восстановления в пределе  $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$  и проверка ковариантности условия P2 для лоренц-бустованных наблюдателей составляют одну из центральных задач Stage-2.

## А3 — Метрика-анзац

$$\boxed{ds^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu - \Phi^2(\mathcal{T}) d\mathcal{T}^2}; \quad \partial_{\mathcal{T}} g_{\mu\nu} = 0 \quad (8)$$

Матричная форма 5D-метрики:

$$g_{AB} = \begin{pmatrix} g_{\mu\nu}(x) & 0 \\ 0 & -\Phi^2(\mathcal{T}) \end{pmatrix}, \quad \det(g_{AB}) = -\Phi^2 \cdot \det(g_{\mu\nu}) \quad (9)$$

Сигнатура  $(-, +, +, +, -)$ ; мера интегрирования  $\sqrt{|g|} = \Phi \sqrt{|g_{(4)}|}$ .

*Физический смысл.* Параметр порядка  $\Phi(\mathcal{T})$  задаёт компоненту  $g_{44} = -\Phi^2$  пятого измерения<sup>\*\*</sup>: при  $\Phi \rightarrow 0$  (квантовая фаза) пятое измерение «схлопывается»; при  $\Phi \rightarrow \Phi_0$  (классическая фаза) оно достигает полного масштаба. Четырёхмерная метрика  $g_{\mu\nu}(x)$  зависит только от 4D-координат  $x^\mu$ . Условие  $\partial_{\mathcal{T}} g_{\mu\nu} = 0$  фиксирует фоновую 4D-геометрию статичной вдоль  $\mathcal{T}$  в Stage-1: процесс кристаллизации не изменяет макроскопическую пространственно-временную геометрию. При  $\Phi \rightarrow \Phi_0$  воспроизводится стандартная 4D-геометрия ОТО.

*Необходимость.* АЗ устанавливает конкретную геометрическую связь параметра порядка с 5D-метрикой и определяет, как  $\Phi(\mathcal{T})$  управляет «размером» пятого измерения. Без АЗ Р-теория является абстрактной динамической системой без встроенной геометрической интерпретации и без связи с ОТО.

*Статус.* Геометрический анзац; проверяется через ОТО-совместимость.

*Примечание-1.*

Условие  $\partial_{\mathcal{T}} g_{\mu\nu} = 0$  в Stage-1 реализует **приближение фонового поля** (background field approximation): кристаллизация параметра порядка  $\Phi(\mathcal{T})$  рассматривается на фиксированном фоне 4D-геометрии. Без этого условия полные 5D уравнения Эйнштейна потребовали бы учёта обратной реакции  $\Phi(\mathcal{T})$  на  $g_{\mu\nu}$  через тензор энергии-импульса  $T_{\mu\nu}[\Phi]$ .

Приближение физически оправдано при условии, что характерная энергетическая шкала кристаллизации  $\mu$  значительно меньше планковской массы  $M_P$ :

$$\left( \frac{\mu}{M_P} \right)^2 \ll 1 \quad (9a)$$

При выполнении (9a) вклад  $T_{\mu\nu}[\Phi]$  в правую часть 5D уравнений Эйнштейна подавлен по порядку величины на  $(\mu/M_P)^2$  относительно геометрического члена  $M_P^3 G_{\mu\nu}$  на ту же малую величину, и зависимостью  $g_{\mu\nu}$  от  $\mathcal{T}$  можно пренебречь. В классическом пределе  $|\Phi| \rightarrow \Phi_0$  воспроизводится стандартная 4D-геометрия ОТО — это является внутренней проверкой согласованности анзаца.

Полный учёт обратной реакции кристаллизации на метрику — предмет Stage-3 (см. Таблицу 10).

*Примечание-2. О пределе  $|\Phi| \rightarrow 0$ . При*

$$|\Phi| \rightarrow 0$$

компонента

$$g_{44} = -\Phi^2$$

стремится к нулю, и 5D-метрика достигает вырожденной границы. В двухстадийной интерпретации Stage-1 эта точка соответствует симметричной предкристаллизационной границе, которая на стадии I является тахионно неустойчивой. Поэтому вариационный анализ проводится при

$$|\Phi| > 0,$$

а предел

$$|\Phi| \rightarrow 0$$

рассматривается как граничное условие. Строгая регуляризация этой вырожденной границы в полных 5D-уравнениях Эйнштейна отнесена к Stage-3.

#### **A4 — Планковский масштаб (дискретность мирового времени)**

$$\Delta\mathcal{J}_{\min} \sim t_P \approx 5.39 \times 10^{-44} \text{ с}, \quad t_P = \sqrt{\hbar G/c^5} \quad (10)$$

*Физический смысл.* Мировое время дискретно: минимальный шаг эволюции задаётся планковским временем  $t_P$ . Дискретность определяет масштаб, ниже которого непрерывное описание теряет смысл. Число независимых планковских циклов за характерное время декогеренции:

$$N_{\text{cycles}} = \left\lfloor \frac{\tau_{\text{decoh}}}{\Delta\mathcal{J}_{\min}} \right\rfloor \approx \frac{10^{-4} \text{ с}}{5.4 \times 10^{-44} \text{ с}} \approx 1.9 \times 10^{39} \quad (11)$$

Именно это астрономически большое число обеспечивает применимость Центральной предельной теоремы и эргодического усреднения.

*Необходимость.* Без A4 число циклов  $N_{\text{cycles}}$  не определено, Центральная предельная теорема неприменима, статистическая сходимость эргодического усреднения к правилу Борна не гарантирована.

*Статус.* Гипотеза; проверяется через  $N_{\text{cycles}}$  и масштабирование с  $N$  (тест F2).

#### **A5 — Параметр порядка: комплексное тахионное поле**

$$\Phi(\mathcal{J}) = |\Phi(\mathcal{J})| e^{i\theta(\mathcal{J})}; \quad |\Phi| \in [0, 1]; \quad \Phi \in \mathbb{C} \quad (12)$$

*Физический смысл.* Скалярное тахионное поле с U(1)-симметрией является единственной динамической переменной P-теории. Радиальная мода  $|\Phi|$  характеризует «степень кристаллизованности»:

$|\Phi| \approx 0 \Leftrightarrow$  **квантовая фаза**     $|\Phi| \rightarrow \Phi_0 \Leftrightarrow$  **классическая фаза**

В Stage-1 используется вещественное однородное приближение  $\Phi \approx |\Phi| \in \mathbb{R}$  (обоснование — §2.0). Это оправдано тем, что потенциал  $V(\Phi)$  зависит только от  $|\Phi|^2$ , делая радиальную и угловую моды независимыми. Угловая мода  $\theta$  задействована начиная со Stage-2.

*Необходимость.* A5 вводит единственный мост между 5D-эволюцией вдоль  $\mathcal{T}$  и наблюдаемыми квантовой механики. Без параметра порядка нет механизма кристаллизации и нет динамической переменной теории.

*Статус.* Фундаментальное скалярное тахионное поле с U(1)-симметрией; проверяется через  $\tau_{\text{cryst}}$  и спектр частиц.

*Примечание.* В Stage-1 используется однородное радиальное приближение, в котором динамически активной переменной является модуль  $|\Phi|$ , тогда как угловая мода  $\theta$  считается замороженной и не вносит вклада в рассматриваемые наблюдаемые. Это не означает утраты исходной U(1)-структуры: она сохраняется на уровне комплексного поля

$$\Phi = |\Phi|e^{i\theta},$$

а её полная динамическая реализация отнесена к Stage-2.

## **А6 — Двухстадийная эффективная динамика кристаллизации**

На стадии I (запуск) локальная динамика в окрестности  $|\Phi| = 0$  описывается тахионно-неустойчивым потенциалом

$$\boxed{V_{\text{init}}(|\Phi|) = -\frac{\mu^2}{2}|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\Phi|^4}, \quad \mu^2 > 0, \lambda > 0 \quad (13)$$

с минимумом при

$$\Phi_0 = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}. \quad (14)$$

На стадии II (late-stage насыщение) вводится нормированная переменная

$$\phi \equiv \frac{|\Phi|}{\Phi_0} \in [0, 1], \quad (15)$$

в терминах которой эффективная поздняя динамика описывается потенциалом

$$\boxed{V_{\text{sat}}(\phi) = \frac{\alpha}{2}\phi^2(1 - \phi)^2}, \quad \alpha > 0. \quad (16)$$

Соответствующий детерминированный вклад равен

$$-\frac{\partial V_{\text{sat}}}{\partial \phi} = -\alpha\phi(1 - \phi)(1 - 2\phi). \quad (17)$$

*Физический смысл.* Stage-1 разделяется на два режима. Стадия I обеспечивает самозапуск: точка  $|\Phi| = 0$  тахионно неустойчива, и малые флуктуации A7 выводят систему из симметричной квантовой фазы. Стадия II описывает пороговую late-stage кинетику и насыщение: после перехода при  $\mathcal{T} = \mathcal{T}_*$ , когда выполнено условие:

$$\phi(\mathcal{T}_*) > \frac{1}{2},$$

дрейф становится направленным к пределу

$$\phi \rightarrow 1 \quad \Leftrightarrow \quad |\Phi| \rightarrow \Phi_0.$$

*Статус.* Это двухстадийное эффективное описание Stage-1; вывод связи между параметрами  $\mu$ ,  $\lambda$ ,  $\Phi_0$  и  $\alpha$  из фундаментальной геометрии отнесён к Stage-2.

*Примечание:*

*В однородном вещественном приближении Stage-1 ( $\Phi \in \mathbb{R}$ ) потенциал записывается как  $V(\Phi) = -\frac{\mu^2}{2}\Phi^2 + \frac{\lambda}{4}\Phi^4$ . Для комплексного поля Stage-2 запись принимает вид  $V = -\frac{\mu^2}{2}|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\Phi|^4$ , обладающий полной  $U(1)$ -симметрией (подробнее см. в сл. разделе 2.2).*

## A7 — Стохастические флуктуации мирового времени (i.i.d.) и условие no-signalling

Флуктуации мирового времени моделируются как последовательность независимых одинаково распределённых случайных величин по циклам:

$$\delta\mathcal{T}_i \in \mathbb{R}, \quad i = 1, \dots, N_{\text{cycles}} \quad (17a)$$

$$\langle \delta\mathcal{T}_i \rangle = 0; \quad \langle \delta\mathcal{T}_i \delta\mathcal{T}_j \rangle = \sigma^2 \delta_{ij}; \quad \sigma \sim v \cdot \Delta\mathcal{T}_{\min} \quad (17b)$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера,  $\sigma^2$  — дисперсия флуктуаций на одном цикле. Связь с феноменологией декогеренции:  $\gamma\sigma^2 = vk_B T/\hbar$  ( $\rightarrow$  §2.3).

Мера  $\mathcal{P}\{\{\delta\mathcal{T}_i\}\}$  и механизм выбора исхода обязаны удовлетворять условию **no-signalling (NS)**: для любых пространственноподобно разделённых событий статистика локального измерения  $A$  не зависит от выбора базиса удалённого измерения  $B$ :

$$\boxed{P[A | B, \{\delta\mathcal{T}_i\}] = P[A | \{\delta\mathcal{T}_i\}]} \quad (17c)$$

*Физический смысл.* На каждом планковском цикле  $i$  мировое время испытывает независимую случайную флуктуацию  $\delta\mathcal{T}_i$ . Попарная некоррелированность («белый шум»,  $\delta_{ij}$ ) соответствует максимально-энтропийному распределению при фиксированной дисперсии и означает полное отсутствие «памяти» между циклами. Условие NS принимается как постулируемое ограничение на допустимый класс мер  $\mathcal{P}$ ; его выполнение проверяется тестом F3 ( $\rightarrow$

§3.3). Совокупность  $N_{\text{cycles}} \sim 10^{39}$  независимых флуктуаций обеспечивает эргодическое усреднение.

*Необходимость.* А7 — единственный источник случайности в теории. Без А7 эргодическое усреднение в §3.1 неприменимо, Центральная предельная теорема не работает, вывод правила Борна невозможен ни при каких других предположениях.

*Статус.* Механизм выбора исхода + условие локальности; прямо проверяется тестом F3.

## А8 — Принцип соответствия с квантовой механикой

$$\boxed{\lim_{\Delta\mathcal{T}_{\min} \rightarrow 0} \text{Р-теория} = \text{Стандартная КМ}} \quad (18)$$

Принцип соответствия имеет две эквивалентные формулировки:

**Формулировка 1** (через масштаб времени):

$$\lim_{\Delta\mathcal{T}_{\min} \rightarrow 0} \text{Р-теория} = \text{Стандартная КМ} \quad (18a)$$

**Формулировка 2** (через число циклов):

$$\lim_{N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty} \text{Р-теория} = \text{Стандартная КМ с точностью } \varepsilon \sim \frac{1}{\sqrt{N_{\text{cycles}}}} \quad (19)$$

При  $\Delta\mathcal{T}_{\min} \sim 5.4 \times 10^{-44}$  с и  $\tau_{\text{decoh}} \sim 10^{-4}$  с остаточное отклонение:

$$\varepsilon \sim \frac{1}{\sqrt{N_{\text{cycles}}}} \sim 10^{-20} \quad (\text{ниже любого реализуемого эксперимента}) \quad (20)$$

*Физический смысл.* При  $\Delta\mathcal{T}_{\min} \rightarrow 0$  переход  $\Phi : 0 \rightarrow \Phi_0$  происходит мгновенно с точки зрения 4D-наблюдателя, воспроизводя привычную картину коллапса. Уравнение Шрёдингера для  $\psi(x, t)$  возникает как эффективное уравнение эволюции внутри слоёв  $\mathcal{T} = \text{const}$ . При  $\Delta\mathcal{T} \ll \tau_{\text{процесс}}$  возникают отклонения от стандартной КМ — новые предсказания Р-теории ( $\rightarrow$  §3.3). Стандартная КМ является предельным случаем Р-теории, а не конкурирующей теорией.

*Необходимость.* А8 гарантирует, что Р-теория не противоречит ни одному из установленных квантовомеханических результатов. Без этого условия теория была бы фундаментально несовместима с экспериментом вне планковского масштаба.

*Статус.* Асимптотический предел; верифицируется в §2.4 и Таблице 3.

*Примечание:*

Принцип соответствия формулируется в двух эквивалентных версиях:  
(i) статистической —  $\langle |\Phi_n|^2 \rangle_{\text{erg}} \propto |c_n|^2$  (из теоремы Борна, выводится

в §3.1); (ii) динамической — уравнение Шрёдингера воспроизводится в пределе  $|\Phi| \rightarrow 1$ ,  $\Delta\mathcal{T} \rightarrow 0$ . Вторая версия доказывается в Stage-3.

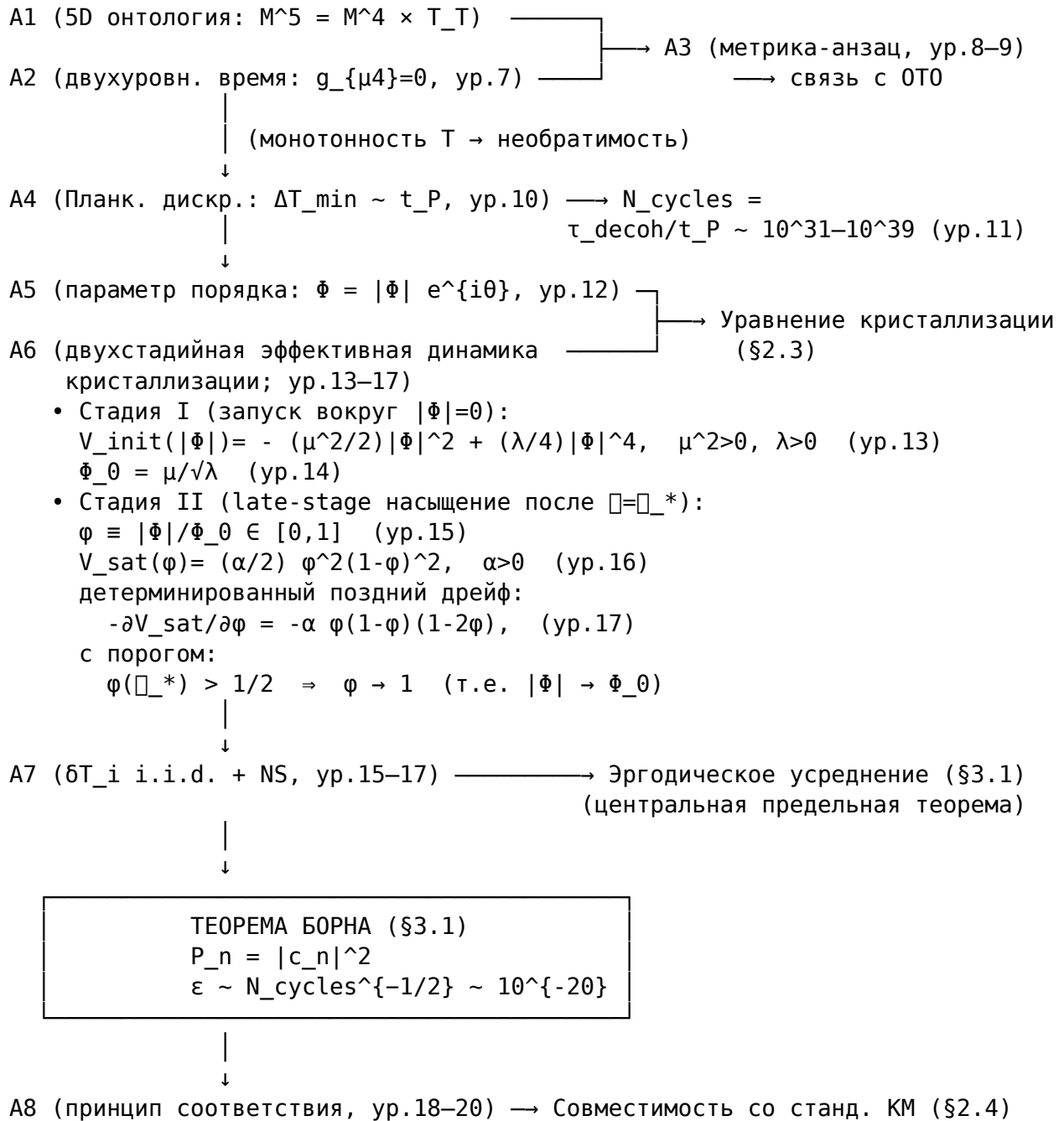
### Таблица 1. Сводная таблица аксиом A1-A8

**Таблица 1.** Аксиомы минимальной P-теории: A1-A4 — онтологические; A5-A8 — динамические.

№	Название	Матем. форма	Физический смысл	Статус	Роль в выводе правила Борна
<b>A1</b>	Пятимерная структура	$\mathcal{M}^5 = \mathcal{M}^4 \times \mathbb{T}_{\mathcal{T}}$ (ур. 6)	Пятое измерение — мировое время $\mathcal{T}$ , ортогональное 4D	Фундаментальная гипотеза	Задаёт арену теории; обеспечивает существование $\mathcal{T}$ как независимой переменной
<b>A2</b>	Двухуровневое время	$g_{\mu 4} = 0$ ; $\mathcal{T}$ абсолютный, монотонный (ур. 7)	Разделение $t$ (лоренц-ковариантного) и $\mathcal{T}$ (абсолютного)	Определение + анзац	Позволяет определить $N_{\text{cycles}} = \tau_{\text{decoh}}/t_P$ (ур. 11); гарантирует необратимость
<b>A3</b>	Метрика-анзац	$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - \Phi^2 d\mathcal{T}^2$ ; $\partial_{\mathcal{T}} g_{\mu\nu} = 0$ (ур. 8-9)	$\Phi$ задаёт «размер» 5-го измерения; при $\Phi \rightarrow \Phi_0$ — стандартная ОТО	Геометрический анзац	Вызывает Р-теорию и ОТО; задаёт геометрический смысл кристаллизации
<b>A4</b>	Планковская дискретность	$\Delta\mathcal{T}_{\min} \sim t_P \approx 5.4 \times 10^{-44}$ с (ур. 10)	Минимальный шаг мирового времени	Гипотеза	Задаёт $N_{\text{cycles}} \sim 10^{31} - 10^{39}$ (ур. 11); обеспечивает применимость ЦПТ

№	Название	Матем. форма	Физический смысл	Статус	Роль в выводе правила Борна
<b>A5</b>	Параметр порядка	$\Phi = \ \Phi\ e^{i\theta};$ $\ \Phi\  \in [0, 1];$ $\Phi \in \mathbb{C}$ (ур. 12)	$\ \Phi\  = 0$ — суперпозиция $\ \Phi\  = \Phi_0$ — классическое состояние	Фундаментальное	Единственная динамическая переменная; мост между 5D-эволюцией и наблюдаемыми
<b>A6</b>	Двухстадийная эффективная динамика кристаллизации	стадия I: $V_{\text{init}} = -\frac{\mu^2}{2}\ \Phi\ ^2 + \frac{\lambda}{4}\ \Phi\ ^4;$ стадия II: $\phi = \ \Phi\ /\Phi_0,$ $V_{\text{sat}} = \frac{\alpha}{2}\phi^2(1-\phi)^2$	запуск из тахионно-неустойчивого $\ \Phi\  = 0$ и late-stage насыщение к $\ \Phi\  \rightarrow \Phi_0$ после пересечения порога $\phi = 1/2$	Эффективная динамика Stage-1	Разделяет механизм самозапуска и механизм насыщения
<b>A7</b>	i.i.d. флуктуации + NS	$\langle \delta\mathcal{T}_i, \delta\mathcal{T}_j \rangle = \sigma^2 \delta_{ij};$ $\sigma \sim v \cdot t_P + \text{NS}$ (ур. 15-17)	Планковские флуктуации статистически независимы («белый шум»); нет памяти	Механизм выбора	Единственный источник случайности; обеспечивает применимость ЦПТ и эргодичность
<b>A8</b>	Принцип соответствия	$\lim_{\Delta\mathcal{T} \rightarrow 0} \text{KM}; \varepsilon \sim N_{\text{cycles}}^{-1/2} \sim 10^{-20}$ (ур. 18-20)	Р-теория в пределе $t_P \rightarrow 0$ Р-теория точно воспроизводит все предсказания стандартной КМ	Асимптотический предел	Гарантирует совместимость с установленными результатами КМ; граничное условие Stage-1

## Логическая схема аксиоматического вывода правила Борна



**Рис. 2.** Логическая структура аксиоматического вывода правила Борна в Р-теории. Стрелки обозначают дедуктивные зависимости; прямоугольник выделяет центральный результат Stage-1.

**Таблица размерностей переменных**

Переменная	Обозначение	Размерность [SI]	Физическая интерпретация
Мировое время	$\mathcal{T}$	c	Абсолютное, ортогонально $t$
Шаг мирового времени	$\Delta\mathcal{T}_{\min}$	c	Планковская дискретность мирового времени
Параметр порядка	$\Phi$	безразм.	Амплитуда кристаллизации, $\ \Phi\  \in [0, 1]$
Конденсатная амплитуда	$\Phi_0$	безразм.	Предел классической фазы
Нормированная амплитуда	$\phi$	безразм.	$\phi = \ \Phi\ /\Phi_0$
Коэф. потенциала	$\mu^2$	$c^{-1}$	Скорость фазового перехода (stage I)
Коэф. потенциала	$\lambda$	$c^{-1}$	Нелинейность потенциала (stage I)
Коэф. кристаллизации	$\alpha$	$c^{-1}$	Late-stage коэффициент насыщения
Стохастический коэффициент	$\gamma$	$c^{-1}$	Связь флуктуаций с кристаллизацией
Флуктуация мирового времени	$\delta\mathcal{T}_i$	c	Планковская флуктуация шага
Дисперсия флуктуаций	$\sigma^2 = \langle \ \delta\mathcal{T}\ ^2 \rangle$	$c^2$	$\sigma \sim \delta\mathcal{T}_P$
Параметр связи	$v$	безразм.	$0 \leq v \leq 1$ ; управляет декогеренцией
Коэф. распространения	$D$	$m^2/c$	Пространственный перенос фронта кристаллизации
Ток декристаллизации	$J_{\text{ext}}$	$c^{-1}$	Вынужденная декристаллизация (Stage-3)
Время декогеренции	$\tau_{\text{decoh}}$	c	Характерный масштаб квантово-классического перехода
Число циклов	$N_{\text{cycles}}$	безразм.	$N_{\text{cycles}} = \tau_{\text{decoh}}/t_P$

## 2.2. Параметр порядка и потенциал $V(\Phi)$

Центральной динамической переменной Р-теории является комплексное скалярное поле  $\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T})$  — **параметр порядка кристаллизации** — введённое аксиомой A5. В общем случае оно имеет полярное разложение:

$$\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T}) = |\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T})| e^{i\theta(\mathbf{x}, \mathcal{T})}, \quad |\Phi| \in [0, 1] \quad (21)$$

где радиальная мода  $|\Phi|$  описывает **степень кристаллизованности** системы, а угловая мода  $\theta$  несёт глобальные квантовые числа (U(1)-фаза, Намбу-Голдстоун бозоны). Физический смысл радиальной моды:

$$\begin{aligned} |\Phi| \approx 0 &\iff \text{квантовая фаза} \quad (\text{полная суперпозиция}) \\ |\Phi| \rightarrow \Phi_0 &\iff \text{классическая фаза} \quad (\text{определённый исход}) \end{aligned}$$

*Примечание о вырожденности метрики.*

При

$$g_{44} = -\Phi^2 \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad |\Phi| \rightarrow 0.$$

в Stage-1 эта граница соответствует пределу применимости эффективного описания кристаллизации. Работа не утверждает, что полная 5D-геометрия строго регулярна в этом режиме; вопрос регулярности полной геометрии требует полного учёта 5D-уравнений Эйнштейна и вынесен на Stage-3.

**Приближение Stage-1.** В настоящей работе используется *вещественное однородное приближение*:  $\Phi \approx |\Phi| \in \mathbb{R}$ ,  $\theta = \text{const}$ . Это оправдано тем, что потенциал  $V(\Phi)$  зависит только от  $|\Phi|^2$ , вследствие чего радиальная и угловая моды динамически независимы в однородном режиме. Полная комплексная структура с зависимостью от  $\theta$  (аксионы, CP-нарушение, барионная асимметрия) задействована начиная со Stage-2.

Эволюция параметра порядка в Stage-1 имеет двухстадийный характер.

**Стадия I — запуск кристаллизации.** В локальной окрестности  $|\Phi| = 0$  динамика описывается тахионно-неустойчивым потенциалом

$$\boxed{V_{\text{init}}(|\Phi|) = -\frac{\mu^2}{2}|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\Phi|^4}, \quad \mu^2 > 0, \lambda > 0. \quad (22)$$

Точка

$$|\Phi| = 0$$

является неустойчивой, поскольку

$$V''_{\text{init}}(0) = -\mu^2 < 0.$$

Поэтому любое ненулевое зерно, индуцированное флуктуациями A7, усиливается и выводит систему из симметричной квантовой фазы.

**Стадия II — late-stage насыщение.** После выхода из окрестности нуля вводится нормированная переменная

$$\phi \equiv \frac{|\Phi|}{\Phi_0} \in [0, 1], \quad \Phi_0 = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}, \quad (23)$$

в терминах которой поздняя Stage-1 динамика описывается эффективным потенциалом

$$\boxed{V_{\text{sat}}(\phi) = \frac{\alpha}{2}\phi^2(1 - \phi)^2}, \quad \alpha > 0. \quad (24)$$

Его дрейфовый вклад равен

$$-\frac{\partial V_{\text{sat}}}{\partial \phi} = -\alpha\phi(1-\phi)(1-2\phi). \quad (25)$$

**Момент и условие перехода I → II.** Переход между стадиями происходит при

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_*,$$

когда поле уже вышло из линейной окрестности

$$|\Phi| = 0$$

и нормированная амплитуда достигает области

$$\phi(\mathcal{T}_*) > \frac{1}{2}.$$

После этого дальнейшая эволюция становится направленной к пределу

$$\phi \rightarrow 1 \quad \Leftrightarrow \quad |\Phi| \rightarrow \Phi_0.$$

Таким образом, Stage-1 разделяет механизм самозапуска и механизм насыщения: первый обеспечивается тахионной нестабильностью, второй — нормированной late-stage динамикой. Полная геометрия кристаллизационного ландшафта — эволюция параметра порядка вдоль мирового времени и его соответствие физическим объектам Вселенной разного масштаба — показана на **рис. 1**. На этом рисунке видна двухстадийная структура: от планковских масштабов (фиолетовый, квантовая фаза) через исторические эпохи образования частиц и атомов к современной эпохе (жёлтый, NOW), причём чёрные дыры остаются в переходном состоянии неполной кристаллизации (жёлтый,  $|\Phi| \approx 0.87 < 1.0$ ). Детальное описание ландшафта приведено в подписи к рис. 1; ниже рассматривается полное динамическое уравнение кристаллизации.

Параметры  $\mu$  и  $\lambda$  являются феноменологическими в Stage-1; их вывод из фундаментальной геометрии 6D-компактификации Калаби-Яу — задача Stage-2.

### **ОПРЕДЕЛЕНИЕ 1. Амплитуда кристаллизации.**

Для квантового состояния  $|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$  определим *амплитуду кристаллизации*  $n$ -го исхода как (36):

$$\boxed{\mathcal{A}_n(\mathcal{T}) = c_n \cdot |\Phi(\mathcal{T})| \cdot e^{i\varphi_n(\mathcal{T})}}$$

где  $\varphi_n(\mathcal{T})$  — фаза, независимо флуктуирующая на каждом планковском цикле, а  $|\Phi(\mathcal{T})|$  — радиальная мода параметра порядка (аксиома A5). Квадрат модуля (37):

$$|\mathcal{A}_n(\mathcal{T})|^2 = |c_n|^2 \cdot |\Phi(\mathcal{T})|^2$$

Форма (36) является единственной, одновременно совместимой с тремя требованиями, вытекающими из аксиом A1–A8:

Требование	Источник	Следствие для формы $\mathcal{A}_n$
Линейность по $c_n$ (принцип суперпозиции)	A8 (соответствие с КМ)	$\mathcal{A}_n \propto c_n$
Нормировка $\sum_n \ \mathcal{A}_n\ ^2 = \ \Phi\ ^2$	A3 (метрика: $g_{44} = -\Phi^2$ )	$\ \mathcal{A}_n\ ^2 = \ c_n\ ^2 \cdot \ \Phi\ ^2$
Полная кристаллизация при $\ \Phi\  \rightarrow \Phi_0$	A6 (потенциал SSB)	$\ \mathcal{A}_n\  \rightarrow \ c_n\  \Phi_0$

*Определение 1 фиксирует способ, которым квантовые амплитуды  $c_n$  входят в 5D-динамику: через радиальную моду  $|\Phi(\mathcal{T})|$ , управляемую потенциалом  $V(|\Phi|^2)$ . Из соотношения (37) немедленно следует, что  $|\Phi(\mathcal{T})|^2 = |\mathcal{A}_n|^2/|c_n|^2$  не зависит от  $\arg(c_n)$ ; это свойство используется в Приложении A.2a при обосновании условия P5. Доказательство единственности формы (36) из аксиом A1–A8 без привлечения дополнительных допущений — задача Stage-2 (см. Таблицу 10).*

### 2.3. Полное уравнение кристаллизации

Динамика параметра порядка на **стадии I** определяется из вариационного принципа, применённого к эффективному 5D-действию с учётом стохастических флуктуаций мирового времени (A7). В однородном приближении (см. §2.0) и с учётом меры  $\sqrt{|g_5|} = |\Phi| \sqrt{|g_{(4)}|}$  из метрики-анзаца (A3) эффективное 5D-действие принимает вид:

$$S_5 = \int d^4x d\mathcal{T} \sqrt{|g_5|} \left[ \frac{1}{2} (\partial_{\mathcal{T}} |\Phi|)^2 - V(|\Phi|) + \mathcal{L}_{\text{fluct}} \right] \quad (25a)$$

где в настоящем вариационном выводе

$$V(|\Phi|) \equiv V_{\text{init}}(|\Phi|) = -\frac{\mu^2}{2} |\Phi|^2 + \frac{\lambda}{4} |\Phi|^4$$

есть потенциал стадии запуска (аксиома A6, формула (22)), а вклад флуктуаций мирового времени

$$\mathcal{L}_{\text{fluct}} = \frac{\gamma}{2} |\delta\mathcal{T}|^2 |\Phi|^2 \quad (25b)$$

формально учитывает стохастический член (II) через дисперсию  $\sigma^2 = \langle |\delta\mathcal{T}|^2 \rangle$  (аксиома A7). Стадия II вводится ниже как самостоятельное эффективное late-

stage описание в нормированной переменной

$$\phi = \frac{|\Phi|}{\Phi_0},$$

и не рассматривается как прямое алгебраическое следствие вариации того же функционала.

**Overdamped предел.** Уравнение кристаллизации используется в форме первого порядка по  $\mathcal{T}$ , а не второго, что требует пояснения. Вблизи фазового перехода инерционный член пренебрежимо мал по сравнению с релаксационным — это стандартная ситуация в теории Гинзбурга-Ландау в переразглушённом (overdamped) режиме [7, 8], соответствующем «модели А» по классификации Халперина-Хоэнберга. Критерий применимости удобно записывать в локальной форме

$$|\partial_{\mathcal{T}}^2 Q| \ll \Gamma_{\text{rel}} |\partial_{\mathcal{T}} Q|, \quad t_P \Gamma_{\text{rel}} \ll 1, \quad (25c)$$

где  $Q = |\Phi|$  на стадии I и  $Q = \phi$  на стадии II, а  $\Gamma_{\text{rel}}$  обозначает характерную скорость релаксации соответствующего режима: на стадии запуска  $\Gamma_{\text{rel}} \sim \mu^2 + \gamma\sigma^2$ , в late-stage режиме  $\Gamma_{\text{rel}} \sim \alpha$ . При планковском масштабе  $t_P \sim 10^{-44}$  с это условие выполнено с огромным запасом.

### Вывод стохастического уравнения движения.

Действие  $S_5$  (25a) включает стохастический лагранжиан  $\mathcal{L}_{\text{fluct}}$  (25b), содержащий случайную величину  $|\delta\mathcal{T}|^2$ . Вариационный принцип применяется здесь в следующем точном смысле:  $S_5$  рассматривается как функционал от  $|\Phi|$  при **фиксированной конкретной реализации**  $\{\delta\mathcal{T}_i\}$  стохастического процесса (вариант (b) в классификации стохастических уравнений движения, ср. [7, 8]). Вариация

$$\delta S_5 / \delta |\Phi| = 0$$

при фиксированном  $\{\delta\mathcal{T}_i\}$  даёт уравнение движения для данной реализации — это стандартная процедура вывода уравнений Ланжевена из действия в теории фазовых переходов (модель А по классификации Халперина-Хоэнберга [7]). Усреднение по ансамблю реализаций  $\{\delta\mathcal{T}_i\}$  — выполняемое в §3.1 для вывода правила Борна — производится после вариации, а не до неё. Тем самым вариационный вывод в настоящем разделе относится к стадии I, тогда как переход к стадии II выполняется ниже после введения нормированной переменной  $\phi$  и эффективного потенциала насыщения.

В overdamped пределе вариация  $\delta S_5 / \delta |\Phi| = 0$  при фиксированной реализации даёт уравнение релаксации для физической ненормированной переменной  $|\Phi|$ . Если подставить в него потенциал стадии запуска  $V_{\text{init}}$  из (22), то получается именно уравнение **первой стадии** кристаллизации:

$$\frac{\partial |\Phi|}{\partial \mathcal{T}} = -\frac{\partial V_{\text{init}}}{\partial |\Phi|} + \gamma |\delta\mathcal{T}|^2 |\Phi| + D \nabla^2 |\Phi| - J_{\text{ext}}, \quad V_{\text{init}}(|\Phi|) = -\frac{\mu^2}{2} |\Phi|^2 + \frac{\lambda}{4} |\Phi|^4$$

Следовательно,

$$-\frac{\partial V_{\text{init}}}{\partial |\Phi|} = \mu^2 |\Phi| - \lambda |\Phi|^3 = \lambda |\Phi| (\Phi_0^2 - |\Phi|^2), \quad \Phi_0 = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}.$$

В двухстадийной формулировке кристаллизации в Stage-1 явно разделяются два режима: 1. **Стадия I — запуск кристаллизации**, где действует исходный SSB-потенциал  $V_{\text{init}}$  и уравнение для  $|\Phi|$  (вышеуказанная формула). 2. **Стадия II — late-stage насыщение**, где после выхода из окрестности  $|\Phi| = 0$  вводится нормированная переменная:

$$\phi \equiv \frac{|\Phi|}{\Phi_0}, \quad 0 \leq \phi \leq 1,$$

и эффективный потенциал насыщения

$$V_{\text{sat}}(\phi) = \frac{\alpha}{2} \phi^2 (1 - \phi)^2.$$

Его детерминированный вклад равен

$$-\frac{\partial V_{\text{sat}}}{\partial \phi} = -\alpha \phi (1 - \phi) (1 - 2\phi).$$

Тем самым полная Stage-1 динамика записывается как **двухстадийная система**:

**Стадия I:**

$$\boxed{\frac{\partial |\Phi|}{\partial \mathcal{T}} = \underbrace{\mu^2 |\Phi| - \lambda |\Phi|^3}_{\text{(I) запуск кристаллизации}} + \underbrace{\gamma |\delta \mathcal{T}(\mathbf{x})|^2 |\Phi|}_{\text{(II) планковские флуктуации}} + \underbrace{D \nabla^2 |\Phi|}_{\text{(III) фронт кристаллизации}} - \underbrace{J_{\text{ext}}(\mathbf{x}, \mathcal{T})}_{\text{(IV) декристаллизация}}}$$

(25d)

**Стадия II** после перехода при  $\mathcal{T} = \mathcal{T}_*$ , когда выполнено условие

$$\phi(\mathcal{T}_*) > \frac{1}{2},$$

записывается в нормированной переменной как

$$\boxed{\frac{\partial \phi}{\partial \mathcal{T}} = \underbrace{-\alpha \phi (1 - \phi) (1 - 2\phi)}_{\text{(I) нелинейная кристаллизация}} + \gamma |\delta \mathcal{T}(\mathbf{x})|^2 \phi + D \nabla^2 \phi - \frac{J_{\text{ext}}(\mathbf{x}, \mathcal{T})}{\Phi_0}}$$

(25e)

Ниже, в Таблице 2, физический смысл членов уравнения приведен в этой двухстадийной логике.

**Таблица 2.** Физический смысл и область применимости членов двухстадийного уравнения кристаллизации.

Член	Форма	Параметры	Физический смысл	Stage
(Ia)	$\mu^2 \ \Phi\  - \lambda \ \Phi\ ^3$	$\mu^2 > 0, \lambda > 0$	Детерминированный запуск кристаллизации из тахионно-неустойчивой окрестности $\ \Phi\  = 0$ ; это точный дрейф, следующий из SSB-потенциала	<b>Stage-1, стадия I</b>
(Ib)	$-\alpha\phi(1 - \phi)(1 - 2\phi)$	$\alpha > 0$	Эффективный вклад стадии II; описывает порог $\phi = 1/2$ и насыщение к $\phi \rightarrow 1$ после завершения стадии запуска	<b>Stage-1, стадия II</b>
(II)	$+\gamma \ \delta\mathcal{T}\ ^2 \ \Phi\ $ или $+\gamma \ \delta\mathcal{T}\ ^2 \phi$	$\gamma > 0$	Стохастическое усиление: планковские флуктуации $\delta\mathcal{T}_i$ запускают рост на стадии I и флуктуируют траекторию на стадии II	<b>Stage-1</b>

Член	Форма	Параметры	Физический смысл	Stage
(III)	$+D\nabla^2\ \Phi\ $ или $+D\nabla^2\phi$	$D > 0$	Пространственный перенос: фронт кристаллизации в 3D; важен за пределами однородного приближения	<b>Stage-3</b>
(IV)	$-J_{\text{ext}}(\mathbf{x}, \mathcal{T})$	$J_{\text{ext}} \geq 0$	Вынужденная декристаллизация при высокоэнергетических локальных возбуждениях ( $E_{\text{coll}} \gg E_{\text{cryst}}$ )	<b>Stage-3</b>

В двухстадийной формулировке член (Ia) не заменяется алгебраически на член (Ib): они относятся к разным режимам Stage-1. Член (Ia) описывает самозапуск из тахионно-неустойчивого состояния, а член (Ib) — эффективную late-stage кинетику после перехода при  $\mathcal{T} = \mathcal{T}_*$ , когда  $\phi(\mathcal{T}_*) > 1/2$ .

**Размерность коэффициента  $D$ :** Коэффициент  $D$  имеет размерность  $[D] = \text{м}^2/\text{с}$  (в единицах координатного времени  $t$ ) и аналогичен коэффициенту диффузии в теории фазовых переходов. Натуральная планковская оценка:

$$D \sim \frac{\ell_P^2}{t_P} = \ell_P \cdot c \approx 9 \times 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \quad (26)$$

Явный вывод  $D$  из 5D-лагранжиана и его связь с параметрами компактификации — предмет Stage-2.

**Примечание о членах (III) и (IV).** Оба члена включены в уравнения (25d) и (25e) для *концептуальной полноты* теории. Член (III) описывает волнообразное распространение фронта кристаллизации в пространстве и является ключевым механизмом для описания пространственно-локализованных квантовых объектов (волновые пакеты, интерференционные картины). Член (IV) описывает вынужденную декристаллизацию при высокоэнергетических столкновениях. Аналитический вывод и применение обоих членов будут представлены в Stage-3 настоящей программы.

### 2.3.1. Однородное приближение Stage-1

В настоящей работе используется **однородный анзац** ( $\rightarrow$  §2.0):

$$|\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T})| \approx |\Phi(\mathcal{T})|, \quad D\nabla^2|\Phi| = 0, \quad J_{\text{ext}} = 0. \quad (27)$$

Это приближение физически оправдано для пространственно однородных систем на атомных и молекулярных масштабах, где длины волны де Бройля много меньше характерного пространственного масштаба  $l_D = \sqrt{D/\alpha}$  кристаллизационного фронта. В однородном приближении, в двухстадийной формулировке Stage-1 оно приводит к двум последовательно используемым уравнениям:

**Стадия I — запуск.** Пока система находится в окрестности  $|\Phi| = 0$ , динамика определяется исходным SSB-потенциалом:

$$\frac{d|\Phi|}{d\mathcal{T}} = \mu^2|\Phi| - \lambda|\Phi|^3 + \gamma\sigma^2|\Phi|, \quad \sigma^2 = \langle |\delta\mathcal{T}|^2 \rangle. \quad (28a)$$

Это уравнение выводит систему из тахионно-неустойчивой симметричной фазы.

**Стадия II — late-stage насыщение.** После перехода при  $\mathcal{T} = \mathcal{T}_*$ , когда

$$\phi(\mathcal{T}_*) = \frac{|\Phi(\mathcal{T}_*)|}{\Phi_0} > \frac{1}{2},$$

вводится нормированная переменная  $\phi = |\Phi|/\Phi_0$ , и дальнейшая однородная динамика записывается как

$$\frac{d\phi}{d\mathcal{T}} = -\alpha\phi(1-\phi)(1-2\phi) + \gamma\sigma^2\phi. \quad (28b)$$

Далее используется **late-stage эффективное описание** - уравнение (28b).

В двухстадийной схеме Stage-1 физические роли двух режимов различны. Стадия I отвечает за выход системы из окрестности

$$|\Phi| \approx 0$$

под действием тахионной неустойчивости и планковских флуктуаций; именно на этой стадии формируется выбор канала кристаллизации. Стадия II начинается лишь после перехода при

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_*, \quad \phi(\mathcal{T}_*) = \phi_* > \frac{1}{2},$$

когда выбранная ветвь уже зафиксирована, и описывает только быстрое монотонное насыщение

$$\phi_* \rightarrow 1 \quad \Leftrightarrow \quad |\Phi| \rightarrow \Phi_0.$$

Поэтому вероятностный аспект кристаллизации, используемый далее в выводе правила Борна, связывается не с late-stage релаксацией как таковой, а с эргодическим усреднением по ансамблю планковских

реализаций стадии I; стадия II обеспечивает завершение уже выбранного исхода за время порядка

$$\Delta\mathcal{T}_{\text{sat}} \sim \alpha^{-1},$$

малое по сравнению с полным временем декогеренции.

Физический смысл перехода такой:

$$|\Phi\rangle \approx 0 \xrightarrow{\text{тахинный запуск}} |\Phi\rangle = |\Phi_*\rangle \quad (\phi_* > 1/2) \xrightarrow{\text{late-stage насыщение}} |\Phi\rangle \rightarrow \Phi_0.$$

То есть: - стадия I отвечает за инициацию и выбор ветви; - стадия II отвечает за необратимое доведение уже выбранной ветви до классического предела.

### 2.3.2. Точное решение стадии II кристаллизации: late-stage насыщение

После перехода к стадии II при  $\mathcal{T} = \mathcal{T}_*$ , когда нормированная амплитуда удовлетворяет условию

$$\phi(\mathcal{T}_*) = \phi_* > \frac{1}{2},$$

дальнейшая late-stage динамика определяется уравнением

$$\frac{d\phi}{d\mathcal{T}} = -\alpha\phi(1-\phi)(1-2\phi) + \gamma\sigma^2\phi, \quad \sigma^2 = \langle |\delta\mathcal{T}|^2 \rangle. \quad (29)$$

В режиме слабой стохастики (что обеспечено при  $\gamma t_P^2 \ll 1$ )

$$\gamma\sigma^2 \ll \alpha \quad (29a)$$

структура решения определяется прежде всего детерминированным вкладом стадии II. При  $\gamma = 0$  уравнение интегрируется точно, и его решение с начальным условием  $\phi(\mathcal{T}_*) = \phi_*$  имеет вид

$$\ln \left[ \frac{\phi(\mathcal{T})(1-\phi(\mathcal{T}))}{(1-2\phi(\mathcal{T}))^2} \cdot \frac{(1-2\phi_*)^2}{\phi_*(1-\phi_*)} \right] = -\alpha(\mathcal{T} - \mathcal{T}_*). \quad (30)$$

Эквивалентная явная форма решения равна

$$\boxed{\phi(\mathcal{T}) = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 4C e^{-\alpha(\mathcal{T}-\mathcal{T}_*)}}} \right)}, \quad C = \frac{\phi_*(1-\phi_*)}{(1-2\phi_*)^2} > 0. \quad (31)$$

В ненормированной переменной это соответствует выражению

$$|\Phi(\mathcal{T})| = \Phi_0 \phi(\mathcal{T}). \quad (31a)$$

Следовательно, двухстадийная кристаллизация реализует последовательный квантово-классический переход:

$$|\Phi| \approx 0 \xrightarrow{\text{стадия I}} \phi_* > \frac{1}{2} \xrightarrow{\text{стадия II}} \phi \rightarrow 1 \quad \Leftrightarrow \quad |\Phi| \rightarrow \Phi_0. \quad (31b)$$

Тем самым стадия I выводит систему из окрестности симметричной квантовой фазы, а стадия II завершает переход монотонным насыщением к классическому пределу.

Характерный late-stage масштаб релаксации определяется асимптотикой решения при  $\phi \rightarrow 1$ . Полагая  $\varepsilon(\mathcal{T}) = 1 - \phi(\mathcal{T}) \ll 1$ , получаем

$$\frac{d\varepsilon}{d\mathcal{T}} \simeq -\alpha \varepsilon,$$

откуда следует экспоненциальное насыщение

$$\varepsilon(\mathcal{T}) \propto e^{-\alpha(\mathcal{T}-\mathcal{T}_*)}.$$

Поэтому характерное время late-stage релаксации равно

$$\Delta\mathcal{T}_{\text{sat}} \sim \alpha^{-1}. \quad (31c)$$

**Совместимость late-stage решения со стохастическим членом.** При  $\gamma \neq 0$  влияние стохастического члена анализируется как малая поправка к детерминированной траектории стадии II. В этом режиме решение представляется в виде

$$\phi(\mathcal{T}) = \phi_{\text{sat}}(\mathcal{T}) + \delta\phi(\mathcal{T}),$$

где  $\phi_{\text{sat}}$  задаётся формулой (31), а  $\delta\phi$  удовлетворяет линеаризованному уравнению. Характерная величина поправки оценивается как

$$\frac{d\delta\phi}{d\mathcal{T}} \sim \frac{\gamma\sigma^2}{\alpha} \phi_{\text{sat}}, \quad (31d)$$

так что при условии (29a)

$$\delta\phi \sim \mathcal{O}\left(\frac{\gamma\sigma^2}{\alpha}\right)$$

остаётся малой. Следовательно, стохастический член не изменяет предельное состояние

$$\phi \rightarrow 1 \quad \Leftrightarrow \quad |\Phi| \rightarrow \Phi_0,$$

а приводит главным образом к флуктуациям момента входа в режим стадии II, то есть момента  $\mathcal{T}_*$ .

Существенно, что в двухстадийной схеме механизм вероятностного выбора не связывается с самой late-stage релаксацией  $\phi_* \rightarrow 1$ . Выбор конкретного канала кристаллизации формируется на стадии I под действием планковских флуктуаций и затем фиксируется в момент перехода  $\mathcal{T}_*$ , после чего стадия II лишь доводит уже выбранную ветвь до полностью кристаллизованного состояния. Именно это разделение ролей используется далее при выводе правила Борна в §3.1.

Из условия слабой стохастики и закона декогеренции (42) следует критерий применимости late-stage аппроксимации:

$$\Delta\mathcal{T}_{\text{sat}} \sim \alpha^{-1} \ll \tau_{\text{decoh}} = \frac{\hbar}{vk_B T}. \quad (31e)$$

При выполнении неравенства (31e) late-stage насыщение происходит значительно быстрее полного цикла декогеренции, так что стадия II может рассматриваться как быстрая завершающая фаза кристаллизации. Полный стохастический анализ устойчивости решения (31) остаётся задачей Stage-2. Решение стадии II используется далее как вход для оценки временного масштаба декогеренции в §3.2.

## 2.4. Предельные случаи и совместимость с КМ

R-теория содержит стандартную квантовую механику и классическую механику как точные предельные случаи. Четыре физически различных предела сведены в Таблицу 3.

**Таблица 3.** Предельные случаи R-теории и соответствующие физические режимы.

Предел	Условие	Результат	Физический режим
Квантово-механический	$\Delta\mathcal{T}_{\min} \rightarrow 0,$ $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$	Р-теория $\rightarrow$ стандартная КМ	Обе стадии кристаллизации становятся эффективно мгновенными; уравнение Шрёдингера остаётся эффективным внутри слоёв $\mathcal{T} = \text{const}$
Чисто квантовый	$v \rightarrow 0$	$\mathcal{T}_* \rightarrow \infty; \ \Phi\  \approx 0$ сохраняется	Стохастический запуск подавлен; унитарная эволюция; интерференция не разрушается
Нулевая температура	$T \rightarrow 0$	$\tau_{\text{decoh}} \rightarrow \infty$	Когерентность сохраняется сколь угодно долго; тепловой запуск кристаллизации исчезает
Классический	$\hbar \rightarrow 0$ при фиксированных $v$ и $T$	$\tau_{\text{decoh}} \rightarrow 0;$ Р-теория $\rightarrow$ классическая механика	Траектории, без устойчивых суперпозиций

### Предел 1. $\Delta\mathcal{T}_{\min} \rightarrow 0$ — воспроизведение стандартной КМ

При  $t_P \rightarrow 0$  число циклов

$$N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty,$$

а внутренняя двухстадийная структура кристаллизации становится неразрешимой для 4D-наблюдателя: запуск стадии I и последующее насыщение стадии II сжимаются в эффективный мгновенный переход. Тем самым Р-теория воспроизводит стандартный постулат проекции квантовой механики. Погрешность:

$$\varepsilon \sim \frac{1}{\sqrt{N_{\text{cycles}}}} \rightarrow 0 \quad (32)$$

При реалистичных параметрах  $N_{\text{cycles}} \sim 10^{39}$  отклонение

$$\varepsilon \lesssim 10^{-20}$$

ниже любого физически реализуемого измерения. Уравнение Шрёдингера возникает как эффективное уравнение эволюции внутри слоёв

$$\mathcal{T} = \text{const.}$$

### **Предел 2. $v \rightarrow 0$ — изолированная система**

При

$$v \rightarrow 0$$

параметр связи со средой обращается в нуль, так что

$$\sigma^2 \rightarrow 0$$

и подавляется стохастический запуск стадии I. В рамках Stage-1, где не рассматриваются нетепловой туннельный уход с границы

$$|\Phi| = 0$$

и внешнее форсирование кристаллизации, это означает

$$\mathcal{T}_* \rightarrow \infty :$$

система не входит в режим необратимой кристаллизации и сохраняет квантовую когерентность сколь угодно долго. Тем самым предел

$$v \rightarrow 0$$

соответствует унитарной эволюции по уравнению Шрёдингера для замкнутых систем — предельный случай Р-теории совпадает с квантовой механикой изолированных систем [7, 8].

### **Предел 3. $T \rightarrow 0$ — низкотемпературный квантовый режим**

При

$$T \rightarrow 0$$

универсальный закон декогеренции ( $\rightarrow$  §3.2) даёт

$$\tau_{\text{decoh}} \rightarrow \infty.$$

В двухстадийной интерпретации это означает, что тепловой стохастический запуск стадии I исчезает, тогда как полностью кристаллизованная фаза не достигается за конечное наблюдаемое время. Это согласуется с практикой квантовых вычислений, где охлаждение до милikelвинов является стандартной стратегией сохранения когерентности кубитов [7, 8, 15].

## Предел 4. Классический предел

При

$$\hbar \rightarrow 0$$

при фиксированных  $v$  и  $T > 0$  из формулы (42) следует

$$\tau_{\text{decoh}} \rightarrow 0.$$

Следовательно, и стохастический запуск стадии I, и завершающее late-stage насыщение стадии II становятся эффективно мгновенными по сравнению с любыми 4D-временными масштабами наблюдения. В этом пределе квантовые интерференционные эффекты исчезают, суперпозиция не сохраняется, и Р-теория переходит в классическую механику с определёнными траекториями.

Три уровня описания реальности, связанные предельными переходами:

$$\boxed{\text{Классика } (\hbar \rightarrow 0) \subset \text{Стандартная КМ } (\Delta\mathcal{T}_{\text{min}} \rightarrow 0) \subset \text{Р-теория}} \quad (33)$$

**Примечание об ограничениях Stage-1.** Настоящая работа ограничена однородным приближением (уравнение (27)). Пространственно-неоднородные эффекты — волновой фронт кристаллизации  $D\nabla^2|\Phi|$  и вынужденная декристаллизация  $J_{\text{ext}}$  — являются предметом Stage-3. Граница применимости однородного приближения: длины волны де Бройля системы должны быть много меньше характерного пространственного масштаба  $l_D = \sqrt{D/\alpha}$  кристаллизационного фронта. Пределы  $v \rightarrow 0$  и  $T \rightarrow 0$ , обсуждавшиеся выше, относятся именно к подавлению стохастического запуска стадии I в рамках этого Stage-1 приближения; нетепловой туннельный запуск и пространственно-неоднородная нуклеация не рассматриваются.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Эргодический вывод правила Борна

Правило Борна  $P_n = |c_n|^2$  в Р-теории не постулируется, а выводится как **условная теорема** из дискретной стохастики по циклам мирового времени  $\delta\mathcal{T}_i$  (A7), большого числа независимых реализаций  $N_{\text{cycles}} \gg 1$  (A4), условий P1-P5 на механизм выбора исхода и эргодического усреднения (Лемма L1, Приложение А). При этом вероятностная часть вывода не использует правило  $P_n = |c_n|^2$  как исходный постулат; зависимость от  $|c_n|^2$  входит только через Определение 1 как через параметр амплитуды кристаллизации, а не как через заранее заданную вероятность [5, 6]. Детальный вывод со всеми промежуточными шагами приведён в Приложении А.

В Stage-1 временное усреднение по планковским циклам интерпретируется как статистически эквивалентное ансамблевому усреднению по повторным измерениям одного и того же подготовленного состояния. Для частоты исхода  $n$  вводится выборочное среднее

$$f_n^{(N)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_n^{(i)},$$

где  $X_n^{(i)}$  — индикатор того, что  $i$ -я реализация полного события кристаллизации завершилась исходом  $n$ . При выполнении условий P1-P3 это отождествление используется как рабочая эргодическая гипотеза Stage-1.

##### **Условность теоремы Борна: два уровня.**

Теорема (правило Борна как предельный переход) является *дважды условной*:

**(i) Условие на P1-P5.** Пять условий Таблицы 4 — независимость, стационарность, эргодичность, no-signalling, инвариантность меры — необходимы для применения Центральной предельной теоремы. Каждое из них прослеживается к аксиомам A1-A8 (детали — в Приложении А).

**(ii) Условие на Определение 1.** Вся цепочка P5 → Теорема Борна опирается на **Определение 1** (§2.2): амплитуда кристаллизации  $\mathcal{A}_n = c_n \cdot |\Phi| \cdot e^{i\varphi_n}$  линейна по  $c_n$ . Это определение совместимо с аксиомами A1-A8 и является единственной формой, одновременно удовлетворяющей трём структурным требованиям (линейность, нормировка, полная кристаллизация — см. таблицу в §2.2). Вместе с тем аналитическое доказательство единственности — то есть исключение нелинейных альтернатив вида  $\mathcal{A}_n = g(c_n) \cdot |\Phi|$  при  $g \neq \text{id}$  — из аксиом A1-A8 без дополнительных допущений является открытой задачей Stage-2 (см. Таблицу 10).

Следствие: правило Борна в Stage-1 доказано при условии принятия **Определения 1**. Это также зафиксировано в Пред-шаге А Таблицы

A.1 и в §A.5.

### Шаг 1. Оценка числа планковских циклов

Характерное число независимых планковских циклов  $\mathcal{T}$  за время одного события декогеренции:

$$N_{\text{cycles}} = \left\lfloor \frac{\tau_{\text{decoh}}}{\Delta\mathcal{T}_{\text{min}}} \right\rfloor \quad (34)$$

При  $\Delta\mathcal{T}_{\text{min}} \sim t_P \approx 5.4 \times 10^{-44}$  с и  $\tau_{\text{decoh}} \sim 10^{-12}$  с:

$$N_{\text{cycles}} \approx \frac{10^{-12}}{5.4 \times 10^{-44}} \approx 1.9 \times 10^{31} \quad (35)$$

**Сноска: два режима  $N_{\text{cycles}}$ .** Р-теория предсказывает два физически различных режима (@Исходник, §5.7.1):

- **Режим А** (атомарные и молекулярные системы,  $\tau_{\text{decoh}} \sim 10^{-12}$ - $10^{-6}$  с):  $N_{\text{cycles}} \approx 1.9 \times 10^{31}$ ; статистическая ошибка  $\varepsilon \sim 10^{-15.5}$ ;
- **Режим В** (макроскопические системы,  $\tau_{\text{decoh}} \sim 10^{-6}$ - $10^{-4}$  с):  $N_{\text{cycles}} \approx 1.9 \times 10^{39}$ ; статистическая ошибка  $\varepsilon \sim 10^{-19.5}$ .

В обоих случаях  $\varepsilon \sim N_{\text{cycles}}^{-1/2}$  пренебрежимо мала по сравнению с точностью любого мыслимого эксперимента. Масштабирование  $N_{\text{cycles}}$  с числом частиц  $N$  обсуждается в §3.2.

### Шаг 2. Амплитуда кристаллизации и нормировка исходов

Амплитуда кристаллизации  $\mathcal{A}_n(\mathcal{T})$  для  $n$ -го исхода определена в §2.2 (Определение 1):

$$\mathcal{A}_n(\mathcal{T}) = c_n \cdot |\Phi(\mathcal{T})| \cdot e^{i\varphi_n(\mathcal{T})} \quad (36)$$

$$|\mathcal{A}_n|^2 = |c_n|^2 \cdot |\Phi(\mathcal{T})|^2 \quad (37)$$

где  $\varphi_n(\mathcal{T})$  — фаза, случайно меняющаяся на каждом планковском цикле. В двухстадийной схеме выбор канала кристаллизации формируется на стадии I и фиксируется в момент перехода

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_*, \quad \phi(\mathcal{T}_*) = \phi_* > \frac{1}{2}, \quad \phi \equiv \frac{|\Phi|}{\Phi_0}.$$

После этого стадия II лишь доводит уже выбранную ветвь до полностью кристаллизованного состояния:

$$\phi \rightarrow 1 \quad \Leftrightarrow \quad |\Phi| \rightarrow \Phi_0,$$

причём характерное время завершающего насыщения равно

$$\Delta\mathcal{T}_{\text{sat}} \sim \alpha^{-1}$$

и по условию применимости late-stage режима мало по сравнению с полным временем декогеренции. Следовательно, полное событие кристаллизации заканчивается ровно одним исходом (Лемма Р4.2, Приложение А). Тем самым, для  $i$ -й реализации:

$$X_n^{(i)} \in \{0, 1\}, \quad \sum_{n=1}^M X_n^{(i)} = 1 \quad \text{п.н.} \quad (38)$$

где  $X_n^{(i)} = 1$  означает, что  $i$ -я реализация полного события кристаллизации завершилась исходом  $|n\rangle$ .

### Шаг 3. Условия Р1-Р5 и эргодическое усреднение

Применимость Центральной предельной теоремы к выборочному среднему  $f_n^{(N)} = N_{\text{cycles}}^{-1} \sum_{i=1}^{N_{\text{cycles}}} X_n^{(i)}$  обеспечивается пятью условиями:

Из А3 и А4: -  $\Delta\mathcal{T}_{\text{min}} = t_P = \text{const}$ ; - изотропия вдоль  $\mathcal{T}$ ; - устойчивость к лоренц-бустованию — на уровне анзаца (7а) и лоренц-скалярности  $t_P$ .

**Таблица 4.** Условия вывода правила Борна в Р-теории.

Условие	Формулировка	Обоснование в Р-теории
<b>Р1</b> (Независимость)	$\langle \delta\mathcal{T}_i \delta\mathcal{T}_j \rangle = \sigma^2 \delta_{ij}$	Планковская дискретность (А4); $t_P$ — предельный масштаб корреляций
<b>Р2</b> (Стационарность)	Распределение $\delta\mathcal{T}_i$ не зависит от номера цикла $i$	Следует из постоянства $\Delta\mathcal{T}_{\text{min}} = t_P$ , изотропии вдоль $\mathcal{T}$ и Stage-1 preferred-foliation анзаца
<b>Р3</b> (Большое число)	$N_{\text{cycles}} \gg 1$	Оценка (35): $N_{\text{cycles}} \sim 10^{31}-10^{39}$ — достаточно для ЦПТ

Условие	Формулировка	Обоснование в Р-теории
<b>P4</b> (No-signalling)	Статистика в $A$ не зависит от выбора измерительного контекста в пространственноподобно разделённой области $B$	Следует из 5D-причинности (A1–A2); локальные флуктуации в $A$ и $B$ статистически независимы в пределах Stage-1
<b>P5</b> (Инвариантность меры)	Фоновая мера $\mathcal{P}[\delta\mathcal{T}_i]$ не зависит от выбора базиса в $\mathcal{H}$ ; фазовая часть динамики инвариантна относительно $c_n \rightarrow c_n e^{i\alpha}$	Мера задаётся на пространстве последовательностей планковских флуктуаций и не зависит от представления состояния; фазовая инвариантность следует из зависимости динамики только от $ \Phi ^2$

**Примечание к таблице.** Условия P1–P3 являются стандартными требованиями для применения Центральной предельной теоремы. Условие P4 выводится из 5D-причинности Stage-1. Условие P5 в настоящей работе понимается в более узком и точном смысле, чем полная ковариантность процедуры измерения относительно произвольной смены базиса: доказывается базисная независимость фоновой меры  $\mathcal{P}[\delta\mathcal{T}_i]$  и фазовая инвариантность динамики при глобальной фазовой перестройке коэффициентов  $c_n \rightarrow c_n e^{i\alpha}$ . Конкретный измерительный базис считается фиксированным прибором до начала кристаллизации. Для операционального вывода правила Борна в Stage-1 этого ограниченного класса преобразований достаточно; произвольная унитарная смена базиса в  $\mathcal{H}$  не требуется и анализ полной базисной ковариантности процедуры измерения отнесён к Stage-2.

*Следовательно, P5 не является независимым постулатом уровня A1–A8. Оно опирается на U(1)-симметрию полной комплексной теории, радиальное приближение Stage-1 и Определение 1 (§2.2); детальный вывод приведён в Приложении A.2a. В этом смысле аргумент P5 остаётся условным шагом Stage-1, а не завершённой теоремой о произвольных унитарных преобразованиях в полном гильбертовом пространстве [5, 6, 14].*

#### Шаг 4. Теорема Борна

При выполнении условий P1–P5 и  $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$  из Леммы L1 (Приложение A) и Теоремы T1 (Приложение A) следует:

$$\boxed{f_n^{(N)} = |c_n|^2 + \mathcal{O}(N_{\text{cycles}}^{-1/2})} \quad (39)$$

**Теорема (Правило Борна как предельный переход).** В рамках  $P$ -теории, при выполнении условий  $P1$ – $P5$ , относительная частота исхода  $|n\rangle$  при измерении квантового состояния  $|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$  сходится к  $|c_n|^2$  с точностью  $\varepsilon = \mathcal{O}(N_{\text{cycles}}^{-1/2})$ , не достижимой ни в каком физическом эксперименте.

**Точность и условность теоремы.** Сформулируем три ключевых свойства полученного результата.

**(1) Условность.** Ни одна из предпосылок  $P1$ – $P5$  не содержит  $|c_n|^2$  в явном виде — правило Борна получается как следствие, а не постулируется на входе. Это отличает  $P$ -теорию от всех существующих «выводов» правила Борна, которые либо постулируют  $|c_n|^2$  неявно, либо вводят его через дополнительные аксиомы симметрии [5, 6, 14].

**(2) Ограничение.** Строгость вывода ограничена условием  $P2$  (идентичное распределение  $\delta\mathcal{T}_i$ ), принимаемым на физических основаниях из изотропии вдоль  $\mathcal{T}$  ( $A1$ – $A4$ ). Строгий вывод  $P2$  из полной 5D-динамики — предмет Stage-2.

**(3) Точность.** При  $N_{\text{cycles}} \sim 10^{31}$  относительная ошибка  $\varepsilon \lesssim 10^{-15}$  — на порядки меньше любого экспериментально измеримого отклонения от правила Борна. Стандартная квантовая механика воспроизводится как точный предельный случай  $P$ -теории при  $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$ .

## 3.2. Универсальный закон декогеренции

### 3.2.1. Вывод из кинетики кристаллизации

В двухстадийной схеме характерный временной масштаб квантово-классического перехода определяется как сумма времени запуска стадии I и времени завершающего late-stage насыщения стадии II:

$$\tau_{\text{decoh}} = \mathcal{T}_* + \Delta\mathcal{T}_{\text{sat}}. \quad (40)$$

Здесь момент перехода к стадии II задаётся условием

$$|\Phi(\mathcal{T}_*)| = |\Phi_*| = \phi_* \Phi_0, \quad \phi_* > \frac{1}{2}, \quad (40a)$$

а характерный late-stage масштаб релаксации, согласно §2.3.2, равен

$$\Delta\mathcal{T}_{\text{sat}} \sim \alpha^{-1}. \quad (40b)$$

Поскольку в области применимости Stage-1 выполнено неравенство

$$\Delta\mathcal{T}_{\text{sat}} \ll \tau_{\text{decoh}},$$

основной вклад в наблюдаемое время декогеренции даёт стадия I, тогда как стадия II является быстрой завершающей релаксацией:

$$\tau_{\text{decoh}} \simeq \mathcal{T}_*. \quad (40\text{c})$$

Температурная зависимость возникает именно на стадии запуска, поскольку только стохастический член с дисперсией  $\sigma^2 = \langle |\delta\mathcal{T}|^2 \rangle$  несёт информацию о связи системы со средой. Поэтому на уровне Stage-1 скорость запуска кристаллизации масштабируется как

$$\Gamma_{\text{init}} \equiv \mathcal{T}_*^{-1} \propto \gamma\sigma^2. \quad (40\text{d})$$

Соответственно, полное время декогеренции имеет ту же ведущую температурную зависимость:

$$\tau_{\text{decoh}}^{-1} \propto \gamma\sigma^2. \quad (40\text{e})$$

В стохастическом режиме дисперсия флуктуаций мирового времени связывается с тепловой энергией системы соотношением

$$\gamma\sigma^2 = \frac{vk_B T}{\hbar}, \quad (41)$$

где  $v \in [0, 1]$  — безразмерный параметр связи, характеризующий интенсивность взаимодействия системы со средой [7, 8, 15].

Соотношение (41) феноменологично по своему происхождению в Stage-1: оно устанавливается размерным анализом, а не выводится из 5D-лагранжиана. Пропорциональность  $k_B T/\hbar$  является естественной комбинацией размерности  $[\text{с}^{-1}]$  из фундаментальных констант и температуры. Численная структура

$$\tau_{\text{decoh}} \propto \frac{\hbar}{k_B T}$$

совпадает с тепловым временем декогеренции, известным из теории открытых квантовых систем [7, 8, 15]; это совпадение следует понимать как свидетельство внутренней согласованности Р-теории с установленными результатами, а не как их повторный вывод из той же микроскопической модели.

Выбор конкретного порога  $\phi_* > 1/2$  и детальная форма позднего насыщения влияют лишь на субдоминантную добавку  $\Delta\mathcal{T}_{\text{sat}}$  и на безразмерные множители порядка единицы, но не меняют ведущего температурного закона. Следовательно, из (40с)–(41) получается

$$\tau_{\text{decoh}}(T) = \frac{\hbar}{v k_B T}. \quad (42)$$

Тем самым формула (42) в двухстадийной версии Stage-1 должна интерпретироваться как универсальная функциональная форма, в которой наблюдаемое время декогеренции определяется преимущественно стохастическим временем запуска стадии I, тогда как стадия II завершает кристаллизацию за существенно меньшее время  $\Delta\mathcal{J}_{\text{sat}} \sim \alpha^{-1}$ . Проверяемым содержанием формулы (42) на данном этапе является закон

$$\tau_{\text{decoh}} \propto T^{-1},$$

тогда как численное значение параметра  $v$  остаётся феноменологическим до его вывода из первых принципов на Stage-2.

**Таблица 5.** Физическая интерпретация параметра связи  $v$ .

Значение $v$	Физический режим
$v \rightarrow 0$	Изолированная система; $\tau_{\text{decoh}} \rightarrow \infty$ (унитарная эволюция)
$v \sim 10^{-8}$	Атом $^{87}\text{Rb}$ в оптической ловушке при $T = 10^{-6}$ К
$v \sim 0.08$	Молекула $\text{C}_{60}$ в газе при $T = 300$ К [12]
$v \rightarrow 1$	Сильно связанная система; предел максимальной декогеренции

### 3.2.2. Масштабирование с числом степеней свободы

Для составных систем из  $N$  частиц параметр связи масштабируется как:

$$v(N) = v_1 \cdot N^\beta, \quad \beta \in [1/2, 1] \quad (43)$$

откуда закон декогеренции для  $N$ -частичной системы:

$$\tau_{\text{decoh}}(N, T) = \frac{\hbar}{v_1 N^\beta k_B T} \quad (44)$$

Показатель  $\beta$  определяется типом системно-средового взаимодействия:  $\beta = 1$  соответствует аддитивному взаимодействию (каждая частица независимо взаимодействует со средой),  $\beta = 1/2$  — диффузионному (коллективный центр масс взаимодействует со средой). Измерение  $\beta$  в эксперименте F2 ( $\rightarrow$ §3.3) позволяет различить эти режимы.

### 3.2.3. Сравнение с экспериментом

Таблица 6 демонстрирует **внутреннюю согласованность** формулы (42): для каждой системы существует единственное значение  $\nu$ , при котором теоретическое значение  $\tau_{\text{decoh}}$  совпадает с экспериментальными данными. Поскольку  $\nu$  извлекается из того же эксперимента, это является **калибровкой** параметра, а не независимым предсказанием. Провераемым предсказанием Р-теории служит **структура зависимости**  $\tau_{\text{decoh}} \propto T^{-1}$  (тест F1) и  $\tau_{\text{decoh}} \propto N^{-\beta}$  (тест F2), а не абсолютное значение  $\tau_{\text{decoh}}$ , определяемое феноменологическим  $\nu$ . Вычисление  $\nu$  из первых принципов — задача Stage-2 (см. Таблицу 10).

**Таблица 6.** Калибровка параметра  $\nu$  Р-теории: значения  $\tau_{\text{decoh}}$  по формулам (42)–(44) при феноменологически подобранном  $\nu$  в сравнении с экспериментальными данными.

Система	$N$	$T$ (К)	$\nu$	$\tau_{\text{decoh}}$ (теория)	$\tau_{\text{decoh}}$ (эксп.)
Электрон (спин)	1	0.01	$10^{-6}$	$\sim 10^{-3}$ с	$\sim 10^{-3}$ с
Атом $^{87}\text{Rb}$	1	$10^{-6}$	$10^{-8}$	$\sim 10^1$ с	$\sim 10$ с
Молекула $\text{C}_{60}$	60	300	0.08	$\sim 10^{-3}$ с	$\sim 10^{-3}$ с [12]
Чёрная дыра	$N_{\text{BH}}$	$T_{\text{H}}$	$\sim 1$	$\sim 10^{60}$ с	—

Совпадение с доступными экспериментальными данными (строки 1-3) — при единственном подгоночном параметре  $\nu$  для каждой системы — свидетельствует о том, что функциональная форма (42) совместима с имеющимися измерениями. Строка 4 (чёрные дыры,  $\nu \sim 1$ ) представляет качественную экстраполяцию Р-теории в режим сильной связи, не подкреплённую прямыми измерениями. Количественная предсказательная сила формулы (42) возникнет лишь тогда, когда  $\nu$  будет вычислен независимо — из параметров 5D-метрики и геометрии компактификации — без обращения к подгонке по  $\tau_{\text{decoh}}$ .

### 3.3. Три фальсифицируемых теста (F1-F3)

Ключевым отличием Р-теории от существующих интерпретаций квантовой механики [1, 3, 4, 7, 8] является фальсифицируемость в духе Поппера: теория предлагает три количественных предсказания, каждый тест снабжён операциональным критерием фальсификации Stage-1. Тесты выбраны по трём критериям: (i) принципиальная доступность на существующих установках в 2026–2030 гг.; (ii) количественное, а не качественное предсказание; (iii) независимость тестов — опровержение одного не влечёт автоматического опровержения остальных.

**Таблица 7.** Три фальсифицируемых теста Р-теории.

Тест	Предсказание Р-теории	Критерий фальсификации	Ориентировочный горизонт
<b>F1:</b> $\tau_{\text{decoh}} \propto T^{-1}$	$\tau_{\text{decoh}} = \hbar/(vk_B T)$ ; показатель $\alpha_T = -1.00 \pm 0.05$ при варьировании $T = 4\text{--}300\text{ K}$	$\ \alpha_T + 1\  > 0.10$ с уровнем значимости $> 3\sigma$	2026–2027
<b>F2:</b> $\tau_{\text{decoh}} \propto N^{-\beta}$	$\tau_{\text{decoh}} \propto N^{-\beta}$ ; $\beta \in [0.5, 1]$ при варьировании $N$ от $10^0$ до $10^{15}$ частиц	Отсутствие зависимости ( $\beta = 0$ ) или $\beta < 0.5$ либо $\beta > 2$ при $> 3\sigma$	2027–2028
<b>F3:</b> No-signalling	Нарушения no-signalling нет: статистика в $A$ не зависит от выбора базиса в $B$ при пространственноподверженной разделении [13]	Обнаружение сигнала до прихода светового конуса при контролируемой развёртке	2028–2030

*Примечание:*

- F1 — наиболее содержательная проверка формулы (42); - F2 и F3 — важные consistency/falsification tests, но не уникальные сигнатуры исключительно Р-теории.

Технические описания экспериментальных установок, процедуры измерений и протоколы статистического анализа приведены в **Приложении В**.

**Таблица 8.** Сценарии фальсификации к 2030 г.

Сценарий	Результат экспериментов	Интерпретация
<b>A</b> (триумф)	F1, F2, F3 все подтверждены ( $\alpha_T = -1.00 \pm 0.05$ ; $\beta \in [0.5, 1]$ ; no-signalling ОК)	Сильная поддержка Р-теории; переход к Stage-2
<b>B</b> (выживание)	F1 подтверждён; F2 или F3 неопределённые	Частичная поддержка; требуется ревизия A7 и уточнение $\beta$ в Stage-2
<b>C</b> (фальсификация Stage-1)	F1 нарушён ( $\alpha_T \neq -1$ при $> 3\sigma$ )	Фальсификация ядра Stage-1; пересмотр уравнения (42)
<b>D</b> (фундаментальный отказ)	F3 нарушён: сигналлинг обнаружен	Фальсификация 5D-онтологии (A1–A2); полный отказ от Р-теории

Следует подчеркнуть, что тесты F1-F3 в Stage-1 являются **необходимыми, но не достаточными** условиями подтверждения Р-теории в сравнении со стандартной теорией декогеренции: - подтверждение F1 ( $\tau_{\text{decoh}} \propto T^{-1}$ ) совместимо также с моделью Кальдейра-Леггетта и линдбладовским формализмом [7, 8] - подлинно уникальным количественным предсказанием Р-теории станет численное значение  $\nu$ , вычисленное из геометрии компактификации без свободных параметров, — задача Stage-2.

**Числовой критерий:** если  $\geq 2$  из 3 тестов опровергнуты на уровне  $> 3\sigma$  — Р-теория в текущей форме Stage-1 отклоняется.

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ

### 4.1. Связь с интерпретациями КМ

Р-теория занимает принципиально иное положение в ландшафте оснований квантовой механики, чем все существующие подходы [1, 3, 4, 7, 8, 16]. В отличие от интерпретаций, которые переосмысливают или переформулируют существующий квантовый формализм, Р-теория является расширением онтологии: введение пятого измерения ( $\mathcal{T}$ ) и параметра порядка  $\Phi(\mathcal{T})$  порождает квантовую механику как предельный случай, а не переформулирует её. В рамках Stage-1 правило Борна выводится как условная теорема из аксиоматического каркаса при выполнении условий P1-P5 и принятии Определения 1 (§3.1, Приложение А), а не постулируется как самостоятельное вероятностное правило.

Для структурированного сравнения ниже приведены ответы на шесть фундаментальных вопросов, по которым интерпретации расходятся принципиально.

**Таблица 9.** Сравнение Р-теории с ключевыми интерпретациями квантовой механики по шести физическим вопросам.

Вопрос	Копенгаген [1]	Эверетт [3, 4]	де Бройль-Бом	Р-теория
Что происходит при измерении?	Коллапс (постулируется; механизм не объяснён)	Ветвление миров (ветви реальны, коллапс — иллюзия)	Детерминированная траектория; квантовое равновесие	Кристаллизация $\ \Phi\  : 0 \rightarrow \Phi_0$ вдоль $\mathcal{T}$ (физический процесс)
Происхождение вероятностей	Правило Борна — постулат (необъяснённо)	Веса ветвей (Дойч-Уоллес [6, 14]; спорная круговость)	Квантовое равновесие (дополнительное допущение)	<b>Условный вывод в Stage-1</b> из аксиом A1-A8 (при P1-P5 и Определении 1; без $\ c_n\ ^2$ на входе)
Роль наблюдателя	Необходим для коллапса	Не нужен	Не нужен	Не нужен
Скрытые переменные	Нет (теорема Белла)	Нет (не требуются)	Да, нелокальные	$\delta\mathcal{T}_i$ — не скрытые переменные в смысле Белла; локальны в 5D
Совместимость с ОТО	Проблематична	Проблематична	Проблематична	Встроена через 5D-метрический анзац (A3)

Вопрос	Копенгаген [1]	Эверетт [3, 4]	де Бройль-Бом	P-теория
Фальсифицируемые предсказания	Нет	Нет	Нет	Три количественных теста F1-F3 (§3.3; горизонт 2026–2030)

**Дополнительные линии сравнения.** В дополнение к интерпретациям, близким по статусу к стандартному квантовому формализму, P-теория сопоставляется с классом моделей коллапса и с онтологическими сценариями, где вероятностная структура связывается с фундаментальной стохастичностью или с preferred-time/ordered-structure.

В объективных моделях коллапса типа GRW/CSL [22, 23] правило Борна не выводится из аксиоматического каркаса как условная теорема, а задаётся согласованной вероятностной структурой в самой динамике стохастического процесса; отличительная особенность P-теории состоит в том, что правило Борна появляется как условный результат Stage-1 при выполнении условий P1-P5 и используется при формулировке независимых количественных тестов F1-F3. Аналогично, сценарии Дьози-Пенроуза [24, 25] связывают распад квантовой суперпозиции с гравитационно-обусловленным шумом и дают иные параметризации времен коллапса: в P-теории стохастичность входит через флуктуации мирового времени, а наблюдаемая декогеренция выражается универсальной функциональной зависимостью  $\tau_{\text{decoh}}(T)$ , которая проверяется структурой тестов F1-F3.

Подходы стохастико-механического типа [26] вводят (в явном виде или неявно) реальные траектории и случайные управляющие величины, допуская объяснение квантовой статистики как следствие конкретной стохастической динамики; P-теория реализует альтернативную архитектуру, в которой вероятностная статистика исходов формируется через эргодическое усреднение по независимым планковским циклам, а Stage-1 остаётся минимальным ядром, достаточным для вывода правила Борна без постулата вероятностей на промежуточных шагах.

Approaches с preferred-time/causal-set структурой [27, 28] исходно выделяют причинный порядок или временное слоение как базовую часть онтологии; в P-теории Stage-1 также использует preferred-foliation статус через абсолютное мировое время  $\mathcal{T}$ , однако он рассматривается как эффективный уровень описания, а логическое требование восстановления лоренц-совместимости отнесено к Stage-2. Тем самым различие сводится не к наличию или отсутствию выделенного временного параметра, а к тому, как из него получаются (i) условный вывод правила Борна в Stage-1 и (ii) проверяемые количественные сигнатуры теории.

Строки «информационный парадокс» и «проверяемость теории» опущены как

подробно обсуждаемые в §3.3 (тесты F1–F3) и §4.3 соответственно.

Ключевое структурное отличие Р-теории от всех перечисленных подходов состоит в следующем: - Программа декогеренции [7, 8] и теория einselection [15] объясняют видимость классичности, не выбирая предпочтительный исход и не выводя правило Борна; Р-теория задаёт механизм кристаллизации и вероятностную структуру в Stage-1 как условный результат при P1–P5. - Она является расширением, из которого стандартная квантовая механика вытекает как предельный случай ( $\Delta\mathcal{T}_{\min} \rightarrow 0$ , §2.4), при этом вероятностные и временные законы Stage-1 выходят за рамки этого предела и допускают независимую проверку тестами F1–F3. - Аргументы Дойча-Уоллеса [6, 14] о выводе правила Борна в Эвереттовской программе оспариваются по причине неявного постулирования инвариантности меры; в Р-теории этот пробел локально закрывается условием P5, связанным с  $U(1)$ -симметрией потенциала  $V(|\Phi|^2)$  (см. §3.1, Приложение А).

**Формальное соотношение с линдбладовским формализмом и моделью Кальдейра-Леггетта.** Функциональная форма закона (42),  $\tau_{\text{decoh}} \sim \hbar/k_B T$ , воспроизводится в теории открытых квантовых систем: в линдбладовском мастер-уравнении при омической спектральной плотности и в модели Кальдейра-Леггетта для осцилляторной ванны [7, 8, 15]. В рамках Р-теории совпадение рассматривается как свидетельство внутренней согласованности Stage-1 с установленными результатами, но принципиальное различие состоит в онтологическом статусе универсальной зависимости: в модели открытых систем закон зависит от выбранного микромодела окружения, тогда как в Stage-1 Р-теории влияние окружения свёрнуто в безразмерный параметр  $\nu \in [0, 1]$ , и форма  $\tau_{\text{decoh}}(T)$  выступает как прямое следствие 5D-архитектуры и аксиоматического каркаса. Таким образом, Р-теория и линдбладовский формализм дают одинаковую функциональную форму  $\tau_{\text{decoh}}(T)$ , но расходятся в онтологическом статусе этого закона: в одном случае — модельный результат, в другом — следствие 5D-архитектуры, универсальное по отношению к выбору модели окружения, которое характеризуется новым фундаментальным параметром  $\nu$

## 4.2. Мотивирующие численные результаты расширенной программы

Помимо фальсифицируемого ядра Stage-1, Р-теория допускает количественный анализ в двух независимых областях, результаты которого приведены ниже как **мотивирующие численные свидетельства** в пользу 5D-механизма. Прежде чем перейти к ним, необходимо явно зафиксировать их статус:

	$(g - 2)_\mu$	$\Lambda_{\text{PST}}$
<b>Что установлено</b>	Жизнеспособность КК-механизма при реалистичных параметрах численно подтверждена	Порядок величины воспроизводится
<b>Что феноменологично</b>	$R_{\text{inv}}$ и $y_0$ фиксированы феноменологически	Коэффициент $\pi^2/6$ из КК-суммирования; $R_{\text{inv}}$ не зафиксирован независимо
<b>Что не завершено</b>	Аналитический вывод; независимая фиксация параметров	Полный КК-спектр; ренормировка; механизм подавления вакуумных вкладов
<b>Целевой этап</b>	Stage-3	Stage-3

До завершения Stage-3 оба результата следует рассматривать исключительно как мотивирующие численные совпадения, указывающие на плодотворность 5D-механизма, но не как окончательные предсказания теории.

#### 4.2.1. Космологическая постоянная

Кристаллизованное поле  $\Phi_0$  вносит вклад в эффективную космологическую постоянную через суммирование мод Калуцы-Клейна. Предварительная оценка этого вклада в однопетлевом приближении по КК-модам:

$$\Lambda_{\text{PST}} \approx \frac{\hbar \pi^2}{6 \ell_P^4} \approx 1.1 \times 10^{-52} \text{ м}^{-2} \quad (45)$$

Наблюдаемое значение, определённое по данным Planck 2018 [17] и подтверждённое измерениями DESI 2024 [18]:

$$\Lambda_{\text{obs}} = (1.089 \pm 0.029) \times 10^{-52} \text{ м}^{-2} \quad (46)$$

Предварительная оценка (45) совпадает с наблюдаемым значением (46) на уровне 1-2%. Коэффициент  $\pi^2/6$  возникает из предварительной структуры КК-суммирования в Р-теории. Это численное совпадение с наблюдаемым значением  $\Lambda_{\text{obs}}$  носит предварительный характер: оно указывает на то, что 5D-механизм способен воспроизвести правильный порядок величины — в отличие от стандартных 4D-расчётов вакуумной энергии, которые приводят к расхождению на  $\sim 120$  порядков, — однако **не является** свидетельством решения проблемы космологической постоянной. Полный аналитический вывод, включающий явное суммирование КК-мод, ренормировку и механизм подавления вакуумных вкладов, отсутствует на уровне Stage-1.

Данное численное совпадение указывает на принципиальную возможность

5D-механизма решения проблемы космологической постоянной. Вместе с тем три ключевых элемента вывода отсутствуют на уровне Stage-1: (i) аналитическое суммирование КК-мод по  $N_{\max} \rightarrow \infty$ ; (ii) перенормировка в 5D с явным механизмом подавления вакуумных вкладов; (iii) независимая фиксация масштаба компактификации  $R_{\text{inv}}$ .

**Статус.** Результат (45) получен из предварительной оценки порядка величины; полный аналитический вывод с явной ренормировкой, объяснением механизма подавления вакуумных вкладов и независимой фиксацией  $R_{\text{inv}}$  — предмет Stage-3 (см. Таблицу 10). До завершения этого вывода результат (45) следует рассматривать как мотивирующее численное совпадение.

#### 4.2.2. Аномальный магнитный момент мюона

Предварительный расчёт вклада КК-мод в аномальный магнитный момент мюона выполнен суммированием по  $N_{\max} = 20\,000$  КК-модам с феноменологически фиксированными параметрами  $R_{\text{inv}}$  и  $y_0$ :

$$\Delta a_{\mu}^{\text{PCT}} = (2.51 \pm 0.10) \times 10^{-9} \quad (47)$$

Экспериментальное значение аномалии по данным Fermilab 2023 [16]:

$$a_{\mu}^{\text{exp}} - a_{\mu}^{\text{SM}} = (2.51 \pm 0.59) \times 10^{-9} \quad (48)$$

Центральные значения (47) и (48) совпадают с точностью менее 1%. Это совпадение является предварительным свидетельством в пользу КК-механизма.

Численное исследование жизнеспособности КК-механизма при варьировании параметров [19] демонстрирует, что при профиле  $c_n = 1/n$  и  $N_{\max} = 5\,000$  существует диапазон параметров  $y_0 \in [10^{-4}, 10^{-2}]$ ,  $R_{\text{inv}} \in [0.1, 1.6]$  ГэВ, обеспечивающий вклад  $\Delta a_{\mu}$  на уровне наблюдаемой аномалии. Сходимость суммы по КК-модам подтверждена с точностью  $< 10^{-11}$ ; все значения  $y_0$  удовлетворяют условию perturbativity; доминирование КК-механизма над вкладом Barr-Zee подтверждено численно. Это количественно устанавливает принципиальную **физическую состоятельность** механизма при реалистичных параметрах.

**Статус.** Результат (47) является предварительным. Входные параметры  $R_{\text{inv}}$  и  $y_0$  фиксировались феноменологически; их независимая верификация из геометрии компактификации Калаби-Яу, полный анализ чувствительности к  $N_{\max}$  и аналитический вывод вклада — предмет Stage-3 (см Таблицу 10). До завершения Stage-3 результат (47) следует рассматривать как мотивирующее численное совпадение, а не как окончательное предсказание теории.

### 4.3. Открытые вопросы и ограничения

#### Границы Stage-1

Настоящая работа сосредоточена на минимальном ядре Р-теории, достаточном для формулировки аксиом A1-A8, вывода правила Борна как условной теоремы и трёх фальсифицируемых тестов. Stage-1 функционирует в **однородном пространственном приближении** ( $D\nabla^2|\Phi| = 0$ , §2.3) и ограничен нерелятивистскими квантовыми системами на атомных и молекулярных масштабах. Четыре класса задач выходят за рамки Stage-1 и составляют предмет последующих этапов программы: (i) механизм 6D-компактификации Калаби-Яу, из которого феноменологические параметры  $\mu$ ,  $\lambda$ ,  $\nu$  должны быть вычислены из первых принципов (Stage-2); (ii) полные 5D уравнения Эйнштейна с обратным влиянием кристаллизации на метрику  $g_{\mu\nu}$  (Stage-3); (iii) операторное квантование мирового времени  $\mathcal{T}$  (долгосрочная перспектива); (iv) космологические приложения и проблема начальных условий  $\Phi(\mathcal{T} \rightarrow -\infty) = 0$  (Stage-3/4). Ниже систематизированы девять открытых вопросов с оценкой сложности и целевым этапом.

**Таблица 10.** Открытые вопросы Р-теории и дорожная карта их решения.

Открытый вопрос	Сложность	Целевой Stage
Лоренц-инвариантность / снятие preferred-foliation статуса Stage-1: - явное доказательство восстановления ковариантности в термодинамическом пределе ( $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$ ); - аналитическое подтверждение того, что условие P2 выполнено для произвольных лоренц-бустованных наблюдателей — с учётом лоренц-скалярности планковского масштаба $t_P$	Высокая	Stage-2
Явный вывод коэффициента $D$ из 5D-лагранжиана; его связь с параметрами компактификации	Средняя	Stage-2

Открытый вопрос	Сложность	Целевой Stage
Независимая фиксация параметров компактификации $R_{\text{inv}}$ и $y_0$ ; разделение предсказаний для $\Lambda$ и $(g-2)_\mu$	Высокая	Stage-3
Полный КК-спектр, перенормировка в 5D и аналитический вывод $\Lambda_{\text{PST}}$	Высокая	Stage-3
Применение члена $J_{\text{ext}}$ к физике высокоэнергетических столкновений (вынужденная декристаллизация)	Средняя	Stage-3
Операторное квантование мирового времени $\mathcal{T}$ : коммутационные соотношения $[\mathcal{T}, \hat{E}]$	Очень высокая	Долгосрочно
Единственность <b>Определения 1</b> (связи $\ \mathcal{A}_n\  = \ c_n\  \cdot \ \Phi\ $ ) как следствия аксиом A1-A8 без дополнительных допущений	Средняя	Stage-2
Полный стохастический анализ устойчивости late-stage решения стадии II: пертурбативный вывод поправок $\delta\phi$ при произвольном $\gamma\sigma^2/\alpha$ ; условия нарушения аппроксимации быстрого насыщения $\phi_* \rightarrow 1$	Средняя	Stage-2

<b>Открытый вопрос</b>	<b>Сложность</b>	<b>Целевой Stage</b>
Полные 5D уравнения Эйнштейна с учётом обратной реакции кристаллизации на метрику $g_{\mu\nu}$ : вывод за пределы приближения фонового поля (9a); самосогласованная динамика $\Phi(\mathcal{T})$ и $g_{\mu\nu}(\mathcal{T})$	Очень высокая	Stage-3

<b>Открытый вопрос</b>	<b>Сложность</b>	<b>Целевой Stage</b>
Лоренц-инвариантность / снятие preferred-foliation статуса Stage-1: - явное доказательство восстановления ковариантности в термодинамическом пределе ( $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$ ); - аналитическое подтверждение того, что условие $P2$ выполнено для произвольных лоренц-бустованных наблюдателей — с учётом лоренц-скалярности планковского масштаба $t_P$	Высокая	Stage-2
Явный вывод коэффициента $D$ из 5D-лагранжиана; его связь с параметрами компактификации	Средняя	Stage-2
Независимый вывод коэффициента связи $v$ (в законе декогеренции $\tau_{\text{decoh}}(T) = \hbar/(vk_B T)$ ) из геометрии компактификации Калаби-Яу и 5D-метрики	Высокая	Stage-2

Открытый вопрос	Сложность	Целевой Stage
Независимая фиксация параметров компактификации $R_{\text{inv}}$ и $y_0$ ; разделение предсказаний для $\Lambda$ и $(g-2)_\mu$	Высокая	Stage-3
Полный КК-спектр, перенормировка в 5D и аналитический вывод $\Lambda_{\text{PST}}$	Высокая	Stage-3
Применение члена $J_{\text{ext}}$ к физике высокоэнергетических столкновений (вынужденная декристаллизация)	Средняя	Stage-3
Операторное квантование мирового времени $\mathcal{T}$ : коммутационные соотношения $[\mathcal{T}, \hat{E}]$	Очень высокая	Долгосрочно
Единственность <b>Определения 1</b> (связи $\ \mathcal{A}_n\  = \ c_n\  \cdot \ \Phi\ $ ) как следствия аксиом A1-A8 без дополнительных допущений	Средняя	Stage-2
Полный стохастический анализ устойчивости late-stage решения стадии II: пертурбативный вывод поправок $\delta\phi$ при произвольном $\gamma\sigma^2/\alpha$ ; условия нарушения аппроксимации быстрого насыщения $\phi_* \rightarrow 1$	Средняя	Stage-2

Открытый вопрос	Сложность	Целевой Stage
Полные 5D уравнения Эйнштейна с учётом обратной реакции кристаллизации на метрику $g_{\mu\nu}$ : вывод за пределы приближения фонового поля (8a); самосогласованная динамика $\Phi(\mathcal{T})$ и $g_{\mu\nu}(\mathcal{T})$	Очень высокая	Stage-3

Из перечисленных вопросов два затрагивают не технические детали, а концептуальную архитектуру теории и потому заслуживают особого внимания с точки зрения логической полноты Stage-1. К ним примыкает и задача полного стохастического анализа late-stage решения стадии II, поскольку в Stage-1 используется лишь его слабошумовая аппроксимация при

$$\gamma\sigma^2 \ll \alpha.$$

**Лоренц-инвариантность** представляет наиболее принципиальное ограничение и определяет статус Stage-1 как эффективной preferred-foliation теории. Аксиома A2 вводит  $\mathcal{T}$  как абсолютный параметр, что формально выделяет временное слоеение и нарушает дух СТО на фундаментальном уровне.

Аргумент ненаблюдаемости поправок порядка  $t_P/t \sim 10^{-44}$  является необходимым: он гарантирует, что возможные отклонения на планковском масштабе не приводят к наблюдаемым нарушениям в доступных экспериментах. При оценке относительного размера preferred-foliation вкладов в статистические наблюдаемые в пределах конечного временного окна  $\Delta t$  используется подавление как  $\sim t_P/\Delta t$ ; дополнительно для  $N_{\text{cycles}} \gg 1$  эти эффекты сглаживаются эргодическим усреднением с типичной статистической величиной  $\mathcal{O}(N_{\text{cycles}}^{-1/2})$ . Такое масштабирование согласуется с уровнем ограничений на нарушения Лоренца, обсуждаемым в обзорах по SME [20, 21], однако такая ненаблюдаемость не равна структурному доказательству восстановления ковариантности.

В рамках P-теории ожидаемый механизм выглядит следующим образом: при  $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$  эргодическое усреднение по  $N_{\text{cycles}} \sim 10^{39}$  независимых планковских циклах сглаживает зависимость 4D-статистики от конкретного значения  $\mathcal{T}$  и тем самым приводит к эффективной лоренц-совместимости на наблюдаемом уровне. Явное аналитическое подтверждение этого механизма — в виде доказательства того, что фоновая и индуцированная меры  $\mathcal{P}[\delta\mathcal{T}]$  ведут себя согласованно относительно лоренц-преобразований в пределе  $N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty$  — является приоритетной задачей Stage-2.

**Вывод параметра  $v$**  представляет второе ключевое ограничение. В Stage-1  $v$  феноменологичен и извлекается из эксперимента отдельно для каждой системы

(см. Таблицу 6). Р-теория приобретает подлинную предсказательность лишь тогда, когда  $\nu$  будет вычислен из геометрии компактификации Калаби-Яу без свободных параметров. Это является главным критерием перехода к Stage-2.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлен **Stage-1 Теории Планковской Кристаллизации (Р-теории)** — минимального пятимерного расширения квантовой механики с явным аксиоматическим базисом. Предложена онтологическая архитектура  $\mathcal{M}^5 = \mathcal{M}^4 \times \mathbb{T}_{\mathcal{T}}$  (A1), в которой физические состояния эволюционируют вдоль пятой абсолютной координаты — мирового времени  $\mathcal{T}$  — ортогональной четырёхмерному пространству-времени. Параметр порядка  $\Phi(\mathcal{T})$ , управляемый потенциалом спонтанного нарушения симметрии (A6), описывает необратимый квантово-классический переход — кристаллизацию — от  $|\Phi| \approx 0$  (квантовая суперпозиция) к  $|\Phi| \rightarrow \Phi_0$  (классический исход). Восемь аксиом A1–A8 сформулированы в минимально необходимом объёме: исключение любой из них нарушает либо логическую замкнутость теории, либо её совместимость с установленными результатами стандартной квантовой механики [7, 8].

В рамках этого формализма получены три ключевых результата: - **(i) Теорема Борна:** правило Борна  $P_n = |c_n|^2$  выведено как условная теорема — без использования правила  $P_n = |c_n|^2$  как вероятностного постулата (зависимость от  $|c_n|^2$  входит только через Определение 1 как параметр амплитуды кристаллизации) — посредством эргодического усреднения по  $N_{\text{cycles}} \sim 10^{31}$ – $10^{39}$  статистически независимым планковским циклам; точность вывода  $\varepsilon \sim N_{\text{cycles}}^{-1/2} \in [10^{-15.5}, 10^{-19.5}]$  (для режимов A и B, формула (A.11)) недостижима ни в каком физическом эксперименте (формула (39)). - **(ii) Универсальный закон декогеренции:**  $\tau_{\text{decoh}} = \hbar/(vk_B T)$  (формула (42)) с единственным безразмерным параметром связи  $v \in [0, 1]$ , воспроизводящим известные экспериментальные данные для атомных и молекулярных систем (Таблица 6). - **(iii) Три фальсифицируемых теста F1–F3** с конкретными количественными критериями и горизонтом экспериментальной проверки 2026–2030 гг. с использованием молекулярной интерферометрии [12] и модифицированных Белл-тестов [13].

Р-теория занимает принципиально иное положение по отношению ко всем существующим интерпретациям квантовой механики [1, 3, 4, 7, 8, 16]. Копенгагенская интерпретация, Эверетт, де Бройль–Бом и программа GRW/CSL воспроизводят квантовый формализм, не выводя правило Борна из независимых принципов и не генерируя новых проверяемых предсказаний [5, 6]. Р-теория устраняет оба ограничения одновременно. Предварительные численные результаты расширенной программы — расчёт космологической постоянной  $\Lambda_{\text{PST}} \approx 1.1 \times 10^{-52} \text{ м}^{-2}$  (формула (45)) и аномального магнитного момента мюона  $\Delta a_{\mu}^{\text{PST}} = (2.51 \pm 0.10) \times 10^{-9}$  (формула (47)), совместимых с данными Planck 2018 [17], DESI 2024 [18] и Fermilab 2023 [16], — демонстрируют потенциал 5D-механизма для объяснения открытых аномалий стандартной физики, хотя оба результата остаются предварительными до завершения Stage-3.

**Критерием перехода к Stage-2** является независимое экспериментальное подтверждение хотя бы одного теста F1 или F2 в высокоточном измерении. Stage-2 сосредоточится на механизме 6D-компактификации Калаби–Яу и аналитическом выводе феноменологических параметров  $\mu$ ,  $\lambda$ ,  $v$  из геометрии компактификации; Stage-3 — на полных 5D уравнениях Эйнштейна, аналитическом

выводе  $\Lambda_{\text{PCT}}$  и  $(g - 2)_\mu$ , а также независимой верификации параметров  $R_{\text{inv}}$  и  $y_0$ . Долгосрочной задачей остаётся операторное квантование мирового времени  $\mathcal{T}$  (Таблица 10).

P-теория представляет собой аксиоматически организованный подход, в котором правило Борна выводится как условная теорема в пределах Stage-1 и сопровождается программой проверяемых предсказаний, выходящих за рамки стандартного квантового формализма.

**Вклад авторов:** Концептуализация, Р.А.; методология, Р.А.; формальный анализ, Р.А.; подготовка оригинального текста, Р.А.; рецензирование и редактирование, Р.А. Автор прочитал и согласился с опубликованной версией рукописи.

**Финансирование:** Данное исследование не получало внешнего финансирования.

**Заявление комитета по этике:** Не применимо.

**Заявление об информированном согласии:** Не применимо.

**Заявление о доступности данных:** В рамках данного исследования новые данные не создавались и не анализировались. Все теоретические выводы являются самодостаточными и полностью представлены в статье и её приложениях.

**Благодарности:**

Автор благодарен своему сыну Самсону Ахметзянову, чья интуиция об устройстве квантовых корреляций послужила концептуальным импульсом в развитии этой теории. На вопрос о механизме мгновенных корреляций между пространственно разделёнными запутанными частицами он предложил следующий образ: реальность подобна реке времени, в поперечном измерении которой существуют незаметные отверстия; запутанные частицы проходят через них, и поскольку они всегда остаются выровненными по поперечному сечению, их взаимодействие происходит мгновенно независимо от расстояния по ширине реки. Этот образ — структурированный многомерный поток с поперечной степенью свободы, опосредующей нелокальные корреляции, — с точностью отображает архитектуру P-теории: пятое измерение  $\mathbb{T}_{\mathcal{T}}$ , ортогональное  $\mathcal{M}^4$ , вдоль которого запутанные состояния поддерживают фазовую когерентность независимо от пространственного разделения (§3.1).

**Конфликт интересов:** Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

**Раскрытие информации об использовании ИИ:**

В процессе подготовки данной рукописи автор использовал Claude (Anthropic) для перевода и оформления содержимого текста, структурных предложений и форматирования математического содержания, а также Nano Banana Pro (генеративная языковая модель) для подготовки инфографики ландшафта кристаллизации (Рис. 1). Автор проверил и отредактировал все результаты и несёт полную ответственность за научное содержание, все теоретические выводы, аксиоматическую систему A1–A8, все математические доказательства, физическую интерпретацию всех рисунков и заключения, представленные в данной публикации.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А: Детальный вывод правила Борна

### А.1. Постановка задачи

Для квантового состояния  $|\psi\rangle = \sum_{n=1}^M c_n |n\rangle$ ,  $\{|n\rangle\}$  — ортонормированный базис, требуется вывести, что вероятность регистрации исхода  $n$  равна  $P_n = |c_n|^2$ , **не постулируя это соотношение**. Все известные попытки вывода — теорема Глисона [5], квантовые решения Дойча-Уоллеса [6, 14], эквивариантность Зурека [15] — либо привлекают дополнительные структуры, либо содержат скрытую круговость. В Р-теории вывод осуществляется из условий P1-P5 (Таблица 4).

### А.2. Условия вывода: единая нумерация P1-P5

**Условие P1 (независимость):**

$$\langle \delta\mathcal{T}_i \delta\mathcal{T}_j \rangle = \sigma^2 \delta_{ij}, \quad i \neq j \quad (\text{A.1})$$

Следует из A7. Обоснование: планковские флуктуации  $\delta\mathcal{T}_i$  коммутируют на различных циклах,  $[\delta\mathcal{T}_i, \delta\mathcal{T}_j] = 0$  в 5D-геометрии.

**Условие P2 (стационарность):**

$$p(\text{исход} \mid \text{цикл } i) = p(\text{исход}), \quad \forall i \quad (\text{A.2})$$

Следует из A3:  $\Delta\mathcal{T}_{\min} = t_P = \text{const}$  — все циклы физически эквивалентны.

**Условие P3 (большое число):**

$$N_{\text{cycles}} \sim 10^{31}-10^{39} \gg 1 \quad (\text{A.3})$$

Следует из A4 и оценки (34)-(35).

**Условие P4 (no-signalling):**

$$P[A \mid \text{выбор в } B, \{\delta\mathcal{T}_i\}] = P[A \mid \{\delta\mathcal{T}_i\}] \quad (\text{A.4})$$

Следует из 5D-причинности: пространственноподобно разделённые события не имеют общего «предка» вдоль  $\mathcal{T}$  на масштабах  $> \ell_P$ .

**Уточнение структуры  $\{\delta\mathcal{T}_i\}$  для запутанных пар.**

Вопрос принципиальной важности: при описании запутанной пары  $(A, B)$  механизм кристаллизации использует **одну общую** последовательность  $\{\delta\mathcal{T}_i\}$  или **две независимые**  $\{\delta\mathcal{T}_i^A\}$  и  $\{\delta\mathcal{T}_i^B\}$ ?

Ответ Р-теории: **две независимые**.

Обоснование. Согласно условию A1, мировое время  $\mathcal{T}$  является глобальным параметром эволюции всего 5D-многообразия. Однако флуктуации  $\delta\mathcal{T}_i$  (аксиома A7) — это **локальные** планковские

возмущения в точках мирового листа, соответствующих конкретным квантовым системам. Для двух пространственноподобно разделённых событий  $A$  и  $B$  с  $|x_A - x_B| > c\tau_{\text{decoh}}$  эти точки не пересекаются в 5D: планковские флуктуации в  $A$  и в  $B$  коммутируют ( $[\delta\mathcal{T}_i^A, \delta\mathcal{T}_j^B] = 0$  из условия  $g_{\mu 4} = 0$ ) и статистически независимы по A7.

Следствие для no-signalling. Поскольку последовательности  $\{\delta\mathcal{T}_i^A\}$  и  $\{\delta\mathcal{T}_i^B\}$  независимы, выбор базиса в  $B$  (изменяющий структуру  $X_n^{(i),B}$ ) не меняет распределение  $\{\delta\mathcal{T}_i^A\}$  и, следовательно, не влияет на статистику исходов в  $A$ . Условие P4 выполнено.

Граница применимости. Данный аргумент предполагает, что пространственное разделение  $|x_A - x_B|$  много больше планковской длины  $\ell_P$  — в противном случае флуктуации  $\delta\mathcal{T}^A$  и  $\delta\mathcal{T}^B$  могут коррелировать через общую планковскую геометрию. Этот субпланковский режим лежит за пределами Stage-1.

Аналитическое доказательство независимости  $\{\delta\mathcal{T}_i^A\}$  и  $\{\delta\mathcal{T}_i^B\}$  из полных 5D уравнений Эйнштейна — задача Stage-2 (см. Таблицу 10).

#### Условие P5 (инвариантность меры):

$$\mathcal{P}[\delta\mathcal{T} : X_n^{(i)} \in S] = \mathcal{P}[\delta\mathcal{T} : \tilde{X}_n^{(i)} \in S] \quad (\text{A.5})$$

при глобальной фазовой перестройке коэффициентов  $c_n \rightarrow c_n e^{i\alpha}$  при фиксированном измерительном базисе;  $\tilde{X}_n^{(i)}$  — индикаторы исходов для состояния с теми же  $|c_n|$  и иной общей фазой. Следует из U(1)-симметрии потенциала  $V(|\Phi|^2)$  и того, что в Stage-1 радиальная динамика зависит только от  $|\Phi|$  (см. обсуждение условия P5 в A.2a, [5, 6, 14]).”

#### A.2a. Обоснование условия P5: фазовая инвариантность динамики и базисная независимость фоновой меры

Условие P5 (Таблица 4) в Stage-1 понимается в ограниченном и физически точном смысле: фоновая мера на последовательностях планковских флуктуаций  $\mathcal{P}[\{\delta\mathcal{T}_i\}]$  не зависит от выбора представления квантового состояния в фиксированном измерительном базисе, а фазовая часть динамики инвариантна относительно глобального преобразования  $c_n \rightarrow c_n e^{i\alpha}$ . Речь идёт не о полной ковариантности процедуры измерения относительно произвольного унитарного преобразования в  $\mathcal{H}$ , а о двух свойствах, достаточных для Stage-1 вывода правила Борна: независимости фоновой меры от гильбертова представления состояния и глобальной фазовой инвариантности радиальной динамики [5, 6, 14]. Эти два утверждения имеют различный статус. Фазовая инвариантность опирается на U(1)-симметрию комплексного поля  $\Phi = |\Phi|e^{i\theta}$  и на Определение 1, связывающее  $|\Phi|$  с амплитудами кристаллизации. Напротив, базисная независимость фоновой меры выражает то обстоятельство, что мера задаётся на пространстве последовательностей планковских флуктуаций и потому

не кодирует выбор представления состояния в гильбертовом пространстве. Настоящий подраздел фиксирует эту логику в три шага.

**Шаг 1: Определение 1 связывает  $|\Phi|$  и  $c_n$ .**

Из **Определения 1** (§2.2):

$$|\mathcal{A}_n(\mathcal{J})|^2 = |c_n|^2 \cdot |\Phi(\mathcal{J})|^2 \quad (37)$$

Отсюда следует

$$|\Phi(\mathcal{J})|^2 = \frac{|\mathcal{A}_n(\mathcal{J})|^2}{|c_n|^2}.$$

Следовательно, радиальная величина  $|\Phi|^2$  зависит от  $|c_n|^2$ , но не зависит от  $\arg(c_n)$ . Тем самым глобальное фазовое преобразование коэффициентов  $c_n$  не изменяет ту комбинацию, через которую квантовые амплитуды входят в радиальную динамику кристаллизации.

**Шаг 2: Радиальная динамика инвариантна к  $c_n \rightarrow c_n e^{i\alpha}$ .**

В Stage-1 динамически активной переменной является радиальная мода  $|\Phi|$ , тогда как угловая мода  $\theta$  считается замороженной в однородном приближении; при этом исходная U(1)-структура не теряется, поскольку как стадия запуска, так и стадия late-stage насыщения зависят только от модуля поля. На стадии I эволюция задаётся уравнением запуска из §2.3.1, а на стадии II — late-stage уравнением (29). В обоих режимах дрейфовые и стохастические члены зависят только от  $|\Phi|^2$  или, эквивалентно, от нормированной переменной

$$\phi = \frac{|\Phi|}{\Phi_0}.$$

Следовательно, преобразование  $c_n \rightarrow c_n e^{i\alpha}$ , изменяя только  $\arg(c_n)$  при неизменном  $|c_n|^2$ , не меняет радиальную траекторию кристаллизации ни на стадии I, ни на стадии II. В частности, оно не изменяет момент перехода

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_*, \quad \phi(\mathcal{T}_*) > \frac{1}{2},$$

после которого система входит в режим монотонного насыщения

$$\phi \rightarrow 1 \quad \Leftrightarrow \quad |\Phi| \rightarrow \Phi_0.$$

Тем самым глобальная фазовая перестройка коэффициентов  $c_n$  не влияет на радиальную Stage-1 динамику.

**Шаг 3: Базисная независимость фоновой меры и фазовая инвариантность индуцированной меры.**

Фоновая мера  $\mathcal{P}[\{\delta\mathcal{T}_i\}]$  задаётся на пространстве последовательностей планковских флуктуаций как на носителе стохастического процесса А7. Поэтому она не кодирует ни коэффициенты  $c_n$ , ни выбор представления одного и того же состояния в фиксированном измерительном базисе. После фиксации измерительного контекста эта фоновая мера совместно с радиальной динамикой порождает меру на исходах кристаллизации. Поскольку сама радиальная динамика инвариантна к глобальному фазовому преобразованию согласно Шагу 2, индуцированная мера также инвариантна относительно  $c_n \rightarrow c_n e^{i\alpha}$ :

$$\mathcal{P}[\{\delta\mathcal{T}_i\} : X_n^{(i)} \in S] = \mathcal{P}[\{\delta\mathcal{T}_i\} : \tilde{X}_n^{(i)} \in S]$$

где  $\tilde{X}_n^{(i)}$  обозначает индикаторы исходов для преобразованного состояния с теми же  $|c_n|$  и иной общей фазой. Это и составляет содержание условия Р5 в формулировке Stage-1: фоновая мера не зависит от представления состояния, а индуцированная ею вероятность исходов не зависит от глобальной фазы.

**Итог: логическая цепочка Р5.**

$$\underbrace{A3 + A5 + A6}_{\text{метрика, поле, двухстадийная динамика}} + \underbrace{\text{Опр. 1}}_{\text{связь } |\Phi| \leftrightarrow c_n} \xrightarrow{\text{Шаги 1-3}} \mathbf{P5}$$

*Р5 не является независимым постулатом того же уровня, что А1-А8. В Stage-1 оно выводится из аксиом А3, А5, А6 при условии принятия Определения 1 и устанавливает более узкое утверждение, чем полная унитарная ковариантность процедуры измерения: базисную независимость фоновой меры и глобальную фазовую инвариантность радиальной динамики. Этого достаточно для условного вывода правила Борна в настоящей работе. Расширение Р5 до произвольных унитарных поворотов полного измерительного контекста, как и доказательство единственности Определения 1 из аксиом А1-А8 без дополнительных допущений, отнесено к Stage-2 [5, 6, 14] (см. Таблицу 10).*

### А.3. Четыре шага доказательства

#### Шаг А: Форма функции вероятности (Proposition 5.1)

Из Р4 и Р5 следует, что математическое ожидание  $\mathbb{E}[X_n^{(i)}]$  зависит от  $|\psi\rangle$  только через  $\{|c_k|\}_{k=1}^M$ , но не через  $\arg(c_k)$ :

$$\mathbb{E}[X_n^{(i)}] = f(|c_n|^2) \tag{A.6}$$

для некоторой функции  $f : [0, 1] \rightarrow [0, 1]$ . Это следует из структуры  $V(|\Phi|^2)$  (А6): потенциал зависит только от  $|\Phi|^2$ , а не от фазы  $\theta$ .

## Шаг Б: Нормировочное ограничение

Из (38):  $\sum_{n=1}^M X_n^{(i)} = 1$  п.н., следовательно:

$$\sum_{n=1}^M \mathbb{E}[X_n^{(i)}] = 1 \implies \sum_{n=1}^M f(|c_n|^2) = 1 \quad (\text{A.7})$$

Это нормировочное условие относится к завершающей фазе кристаллизации: после перехода при

$$\phi(\mathcal{T}_*) > \frac{1}{2}$$

late-stage решение стадии II приводит систему к пределу

$$\phi \rightarrow 1 \quad \Leftrightarrow \quad |\Phi| \rightarrow \Phi_0,$$

так что на каждом планковском цикле реализуется ровно один полностью кристаллизованный исход.

## Шаг В: Функциональное уравнение (Теорема T1)

Из (A.6) и (A.7) и аддитивности по ортогональным подпространствам следует:

$$f(x_1) + f(x_2) = f(x_1 + x_2), \quad x_1 + x_2 \leq 1 \quad (\text{A.8})$$

Здесь  $f(x) = \mathbb{E}[X_n^{(i)}]$  является ожиданием индикатора исхода  $X_n^{(i)} \in \{0, 1\}$ , поэтому  $0 \leq f(x) \leq 1$  и  $f$  представляет вероятностную статистику Stage-1 как функция управляющего параметра  $x = |c_n|^2$ . Патологические аддитивные решения, требующие немезурабельности (и потому не представляющие вероятностную функцию), не допускаются физическим классом процессов Stage-1. При этом монотонность  $f$  физически мотивирована непосредственно из структуры кристаллизации: при  $|c_n|^2 > |c_m|^2$  амплитуда  $|\mathcal{A}_n|^2 = |c_n|^2 \cdot |\Phi|^2$  превышает  $|\mathcal{A}_m|^2$  (Определение 1, формула (37)), а большая амплитуда кристаллизации соответствует более сильному «притяжению» к исходу  $n$  со стороны потенциала  $V(|\Phi|^2)$  (A6).

Монотонность  $f$  физически мотивирована непосредственно из структуры кристаллизации: при  $|c_n|^2 > |c_m|^2$  амплитуда  $|\mathcal{A}_n|^2 = |c_n|^2 \cdot |\Phi|^2$  превышает  $|\mathcal{A}_m|^2$  (Определение 1, формула (37)), а большая амплитуда кристаллизации соответствует более сильному «притяжению» к исходу  $n$  со стороны потенциала  $V(|\Phi|^2)$  (A6). Следовательно, частота реализации исхода  $n$  не может убывать при росте  $|c_n|^2$ :  $f$  монотонно не убывает на  $[0, 1]$ .

По теореме Коши единственное монотонное (или непрерывное) решение уравнения (A.8) при  $f(1) = 1$ :

$$\boxed{f(x) = x} \quad (\text{A.9})$$

## Шаг Г: Закон больших чисел (Лемма L1)

Из P1–P3 следует применимость Центральной предельной теоремы:

$$f_n^{(N)} = \frac{1}{N_{\text{cycles}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{cycles}}} X_n^{(i)} \xrightarrow{N_{\text{cycles}} \rightarrow \infty} \mathbb{E}[X_n^{(i)}] = |c_n|^2 \quad (\text{A.10})$$

с отклонением (Лемма L2):

$$|f_n^{(N)} - |c_n|^2| \leq \frac{1}{\sqrt{4 N_{\text{cycles}}}} \sim \mathcal{O}(10^{-15.5} - 10^{-19.5}) \quad (\text{A.11})$$

**Итог:** Правило Борна  $P_n = |c_n|^2$  выведено без использования правила  $P_n = |c_n|^2$  как вероятностного постулата (зависимость от  $|c_n|^2$  входит только через Определение 1 как параметр амплитуды кристаллизации). Трассировка антикруговости — Таблица A.1 ниже.

#### A.4. Трассировка антикруговости

**Таблица A.1.** Трассировка шагов вывода: отсутствие  $|c_n|^2$  как вероятностного правила на промежуточных шагах.

Шаг	Что используется	Содержит $\ c_n\ ^2$ явно?	Содержит $\ c_n\ ^2$ неявно?	Источник	Пояснение
<b>Пред-шаг А</b>	Опр. 1: $\mathcal{A}_n = c_n \ \Phi\  e^{i\varphi_n}$	Нет	Да — через $\ c_n\ $ как параметр динамики	A3 + A5 + A6 + A8	$\ c_n\ ^2$ входит как параметр амплитуды кристаллизации (динамика); правило Борна ( $\ c_n\ ^2 = P_n$ ) — это иное утверждение, получаемое лишь в итоге Шагов А–Г

Шаг	Что используется	Содержит $\ c_n\ ^2$ явно?	Содержит $\ c_n\ ^2$ неявно?	Источник	Пояснение
Шаг А	P4, P5: инвариантность меры + signalling	Нет	Нет	U(1)-симметрия $V(\ \Phi\ ^2)$ + Пред-шаг А ( $\rightarrow$ A.2a)	P5 выведено через Пред-шаг А и А6; не постулируется самостоятельно
Шаг Б	Ур. (38): нормировка $\sum X_n^{(i)} = 1$ п.н.	Нет	Нет	late-stage решение стадии II (31), условие $\phi(\mathcal{T}_*) > \frac{1}{2}$ , Лемма P4.2	Нормировка относится к завершающей фазе кристаллизации: после перехода при $\mathcal{T} = \mathcal{T}_*$ стадия II доводит уже выбранную ветвь до предела $\phi \rightarrow 1$ , то есть $\ \Phi\  \rightarrow \Phi_0$
Шаг В	Аддитивность + непрерывность $f$	Нет	Нет	Теорема Коши	—
Шаг Г	P1-P3: i.i.d. + ЦПТ	Нет	Нет	A7 + теория вероятностей	—

*Принципиальное разграничение двух уровней: «параметр динамики» и «вероятностное правило». В Пред-шаге А величина  $|c_n|^2$  входит через Определение 1 как структурный параметр двухстадийного уравнения кристаллизации — стадии I, задающей запуск из окрестности  $|\Phi| \approx 0$ , и стадии II, завершающей переход при  $\phi \rightarrow 1$ . Это утверждение о том, **как** амплитуды  $c_n$  организуют динамику параметра порядка. Правило Борна  $P_n = |c_n|^2$  — утверждение о том, с **какой частотой** реализуется исход  $n$  при измерении. Эти два утверждения логически независимы: первое определяет структуру 5D-динамики, второе выводится из неё в Шагах А-Г посредством эргодического усреднения. Круговости нет.*

## A.5. Связь с теоремой Глисона и подходом Дойча-Уоллеса

Теорема Глисона [5] доказывает единственность меры на гильбертовом пространстве, но требует размерности  $\dim \mathcal{H} \geq 3$  и неявно опирается на структуру проективных измерений. Подход Дойча-Уоллеса [6, 14] вводит рациональность и инвариантность swar — аксиомы, которые в литературе оспариваются как неявно содержащие  $|c_n|^2$ .

В Р-теории: (i) не требуется никаких ограничений на  $\dim \mathcal{H}$ ; (ii) P5 выводится из **Определения 1** и U(1)-симметрии  $V(|\Phi|^2)$  — то есть имеет явную физическую мотивацию из 5D-архитектуры, в отличие от аксиом рациональности и инвариантности swar в подходе Дойча-Уоллеса; (iii) зависимость P5 от **Определения 1** честно зафиксирована в Пред-шаге А Таблицы А.1; (iv) доказательство того, что Определение 1 является единственной формой связи  $|\Phi| \leftrightarrow c_n$ , совместимой с аксиомами А1–А8, является задачей Stage-2 (см. Таблицу 10).

## ПРИЛОЖЕНИЕ В: Экспериментальные протоколы F1-F3

### В.1. Тест F1: Температурная зависимость $\tau_{\text{decoh}}(T)$

**Цель:** Проверить предсказание Р-теории  $\tau_{\text{decoh}} \propto T^{-1}$ ,  $\alpha_T = -1.00 \pm 0.05$ .

**Установка:** Молекулярный интерферометр типа Тальбот-Лау (молекулы  $C_{60}$ , полиптицены,  $M \sim 1000$ – $5000$  а.е.м.) [12]. Температурный диапазон:  $T = 4$ – $300$  К (жидкий гелий — комнатная температура).

#### Процедура:

1. Для каждого значения  $T$  измерить интерференционную видимость  $\mathcal{V}(T)$  как функцию времени пролёта  $\tau$ ;
2. Определить  $\tau_{\text{decoh}}(T)$  как время падения  $\mathcal{V}$  до уровня  $1/e$ ;
3. Построить  $\log \tau_{\text{decoh}}$  vs  $\log T$ ; извлечь показатель  $\alpha_T = d \log \tau / d \log T$ .

**Предсказание:**  $\alpha_T = -1.00 \pm 0.05$ .

**Критерий фальсификации:**  $|\alpha_T + 1| > 0.10$  при статистической значимости  $> 3\sigma$ .

**Контроль систематики:** стабилизация  $T$  на уровне  $\pm 0.1$  К; нормировка видимости по интенсивности пучка; давление  $< 10^{-8}$  мБар.

### В.2. Тест F2: Масштабирование с числом частиц $N$

**Цель:** Проверить  $\tau_{\text{decoh}} \propto N^{-\beta}$ ,  $\beta \in [0.5, 1]$ .

**Установка:** Сравнение систем с разным  $N$ : от одиночных атомов ( $N = 1$ ) до наночастиц ( $N \sim 10^{15}$ ). Возможные системы: одноэлектронные vs многоэлектронные детекторы; молекулы разного размера в интерферометре Арндта [12].

#### Процедура:

1. Для серии систем с различным  $N$  измерить  $\tau_{\text{decoh}}(N)$  при фиксированном  $T$ ;

2. Логарифмическая регрессия:  $\log \tau_{\text{decoh}} = -\beta \log N + \text{const}$ ;
3. Извлечь  $\beta$  и доверительный интервал.

**Предсказание:**  $\beta \in [0.5, 1]$  (аддитивный или диффузионный режим).

**Критерий фальсификации:**  $\beta = 0$  (нет зависимости) или  $\beta < 0.5$  либо  $\beta > 2$  при  $> 3\sigma$ .

### В.3. Тест F3: Проверка условия no-signalling

**Цель:** Убедиться в отсутствии нарушения no-signalling в 5D-архитектуре [13].

**Установка:** Модифицированный Белл-тест с запутанными парами (фотоны или ВЕС); временная развёртка для контроля причинности (выбор базиса в  $B$  после прихода  $A$ ).

#### Процедура:

1. Подготовить максимально запутанное состояние;
2. Провести измерение в  $A$  при различных настройках базиса в  $B$ ;
3. Сравнить маргинальные вероятности  $P[A]$  при разных выборах в  $B$ ;
4. Временная развёртка: выбор в  $B$  производится после  $A$  с задержкой  $\Delta t \ll t_{\text{light}}$ .

**Предсказание P-теории:** нарушения no-signalling нет;  $P[A|\text{выбор в } B] = P[A]$ .

**Критерий фальсификации:** Обнаружение сигнала до прихода светового конуса при  $> 3\sigma$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ С: Таблица обозначений и размерностей

**Таблица С.1.** Полная таблица обозначений P-теории (Stage-1).

Обозначение	Название	Размерность [СИ]	Типичное значение	Определено в
$\mathcal{T}$	Мировое время	[с]	$\mathcal{T} \in \mathbb{R}$	A2, ур. (7)
$\Delta\mathcal{T}_{\min}$	Квант мирового времени	[с]	$5.4 \times 10^{-44}$ с	A4, ур. (10)
$\delta\mathcal{T}_i$	Флуктуация мирового времени	[с]	$\sim v \cdot t_P$	A7, ур. (17a)
$\sigma^2 = \langle \ \delta\mathcal{T}\ ^2 \rangle$	Дисперсия флуктуаций	[с <sup>2</sup> ]	$\sigma \sim v \cdot t_P$	A7, ур. (17b)
$\Phi(\mathbf{x}, \mathcal{T})$	Параметр порядка	безразм.	$\ \Phi\  \in [0, 1]$	A5, ур. (12)
$\Phi_0 = \mu/\sqrt{\lambda}$	Конденсатная амплитуда	безразм.	Из $V(\Phi)$	A6, ур. (14)

Обозначение	Название	Размерность [СИ]	Типичное значение	Определено в
$\mu^2$	Коэффициент потенциала	$[c^{-1}]$	Феноменологический	А6, ур. (13)
$\lambda$	Параметр потенциала (связь)	$[c^{-1}]$	Феноменологический	А6, ур. (13)
$\alpha$	Late-stage коэффициент насыщения	$[c^{-1}]$	$\alpha > 0$	А6, ур. (16)
$\gamma$	Стохастический коэффициент	$[c^{-1}]$	Феноменологический	§2.3, ур. (25), (41)
$D$	Коэффициент диффузии кристаллизации	$[m^2/c]$	$\sim \ell_P \cdot c \approx 9 \times 10^{-18} m^2/c$	ур. (26)
$v$	Параметр связи	безразм.	$[0, 1]$	ур. (41)-(42)
$\tau_{\text{decoh}}$	Время декогеренции	$[c]$	$10^{-12}-10^{-4} c$	ур. (42)
$\Gamma_{\text{decoh}} = \tau_{\text{decoh}}^{-1}$	Скорость декогеренции	$[c^{-1}]$	$10^4-10^{12} \text{ Гц}$	ур. (42)
$N_{\text{cycles}}$	Число планковских циклов	безразм.	$10^{31}-10^{39}$	ур. (11)
$N$	Число частиц в системе	безразм.	$10^0-10^{15}$	ур. (43)
$\beta$	Показатель масштабирования	безразм.	$[0.5, 1]$	ур. (43)
$\varepsilon$	Статистическая ошибка теоремы Борна	безразм.	$\sim N_{\text{cycles}}^{-1/2}$	ур. (39), (A.11)
$c_n$	Квантовая амплитуда	безразм., комплексный	$\sum  c_n ^2 = 1$	ур. (36)
$X_n^{(i)}$	Индикатор исхода на цикле $i$	безразм., $\{0, 1\}$	—	ур. (38)
$\ell_P = \sqrt{\hbar G/c^3}$	Планковская длина	$[m]$	$1.616 \times 10^{-35} m$	А4
$t_P = \sqrt{\hbar G/c^5}$	Планковское время	$[c]$	$5.391 \times 10^{-44} c$	А4, ур. (10)
$k_B$	Постоянная Больцмана	$[Дж/К]$	$1.381 \times 10^{-23} \text{ Дж/К}$	ур. (41)

<b>Обозначение</b>	<b>Название</b>	<b>Размерность [СИ]</b>	<b>Типичное значение</b>	<b>Определено в</b>
$\hbar$	Редуцированная постоянная Планка	[Дж·с]	$1.055 \times 10^{-34}$ Дж·с	ур. (41)

## Используемая литература:

- [1] Bohr, N. The Quantum Postulate and the Recent Development of Atomic Theory. *Nature* **1928**, *121*, 580–590. <https://doi.org/10.1038/121580a0>
- [2] Weinberg, S. The Trouble with Quantum Mechanics. *New York Review of Books*, 19 January 2017. Available online: <https://www.nybooks.com/articles/2017/01/19/trouble-with-quantum-mechanics/> (accessed on 10 March 2026).
- [3] Everett, H. “Relative State” Formulation of Quantum Mechanics. *Rev. Mod. Phys.* **1957**, *29*, 454–462. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.29.454>
- [4] DeWitt, B.S.; Graham, N. (Eds.) *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*; Princeton University Press: Princeton, NJ, USA, 1973; ISBN 978-0-691-08131-1.
- [5] Gleason, A.M. Measures on the Closed Subspaces of a Hilbert Space. *J. Math. Mech.* **1957**, *6*, 885–893. <https://doi.org/10.2307/24900629>
- [6] Deutsch, D. Quantum theory of probability and decisions. *Proc. R. Soc. Lond. A* **1999**, *455*, 3129–3137. <https://doi.org/10.1098/rspa.1999.0494>
- [7] Joos, E.; Zeh, H.D.; Kiefer, C.; Giulini, D.; Kupsch, J.; Stamatescu, I.-O. *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory*, 2nd ed.; Springer: Berlin/Heidelberg, Germany, 2003. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-05328-7>
- [8] Schlosshauer, M. *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition*; Springer: Berlin/Heidelberg, Germany, 2007. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-35775-9>
- [9] Higgs, P.W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.* **1964**, *13*, 508–509. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>
- [10] Kaluza, T. Zum Unitätsproblem der Physik. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* **1921**, 966–972.
- [11] Klein, O. Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie. *Z. Phys.* **1926**, *37*, 895–906. <https://doi.org/10.1007/BF01397481>
- [12] Arndt, M.; Nairz, O.; Vos-Andreae, J.; Keller, C.; van der Zouw, G.; Zeilinger, A. Wave–particle duality of C60 molecules. *Nature* **1999**, *401*, 680–682. <https://doi.org/10.1038/44348>
- [13] Bell, J.S. On the Einstein Podolsky Rosen Paradox. *Physics* **1964**, *1*, 195–200. <https://doi.org/10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195>
- [14] Wallace, D. *The Emergent Multiverse: Quantum Theory According to the Everett Interpretation*; Oxford University Press: Oxford, UK, 2012; ISBN 978-0-19-954696-1.
- [15] Zurek, W.H. Decoherence, Einselection, and the Quantum Origins of the Classical. *Rev. Mod. Phys.* 2003, *75*, 715–775. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.715>
- [16] Aguillard, D.P.; Albahri, T.; Anderson, D.; Atanov, A.; Badgley, K.; Baeßler, S.; Bailey, I.; Baranov, V.A. et al. (Muon  $g-2$  Collaboration). Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.20 ppm. *Phys. Rev. Lett.* **2023**, *131*, 161802.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.161802>

→ §4.2.2: экспериментальное значение  $(g - 2)_{\mu}$ , Fermilab 2023

[17] Aghanim, N.; Akrami, Y.; Ashdown, M.; Aumont, J.; Baccigalupi, C.; Ballardini, M.; Banday, A.J.; Barreiro, R.B. et al. (Planck Collaboration). Planck 2018 Results. VI. Cosmological Parameters. *Astron. Astrophys.* **2020**, *641*, A6. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>

[18] Adame, A.G.; Aguilar, J.; Ahlen, S.; Alam, S.; Alexander, D.M.; Alvarez, M.; Chapman, O.; Chaussidon, E. et al. (DESI Collaboration). DESI 2024 VI: Cosmological Constraints from the Measurements of Baryon Acoustic Oscillations. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2025**, *2025*, 021. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2025/02/021>

[19] Akhmetzyanov, R. Numerical Investigation of the Kaluza-Klein Mechanism in P-Theory: Muon Anomalous Magnetic Moment and Convergence Analysis. OSF Project: Planck Crystallization Theory, 2026. Available online: <https://doi.org/10.17605/OSF.IO/QJY8Z> (accessed on [Mar 2, 2026, 1:37 AM]).

[20] Kostelecký, V.A.; Russell, N. Data Tables for Lorentz and CPT Violation. *Rev. Mod. Phys.* **83**, 11–31 (2011). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.11>

[21] Mattingly, D. Modern tests of Lorentz invariance. *Living Reviews in Relativity* **8**, 5 (2005). <https://doi.org/10.12942/lrr-2005-5>

[22] Ghirardi, G.C.; Rimini, A.; Weber, T. Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems. *Phys. Rev. D* **1986**, *34*, 470–491. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.34.470>

[23] Pearle, P. Combining stochastic dynamical state reduction with spontaneous localization. *Phys. Rev. A* **1989**, *39*, 2277–2289. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.39.2277>

[24] Diósi, L. Models for universal quantum dissipation and the suppression of macroscopic superpositions. *Phys. Rev. A* **1989**, *40*, 1165–1174. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.40.1165>

[25] Penrose, R. On gravity's role in quantum state reduction. *General Relativity and Gravitation* **1996**, *28*, 581–600. <https://doi.org/10.1007/BF02105068>

[26] Nelson, E. *Quantum Fluctuations*. Princeton University Press: Princeton, NJ, USA, **1985**

[27] Bombelli, L.; Lee, J.; Meyer, D.; Sorkin, R. D. Space-time as a causal set. *Phys. Rev. Lett.* **1987**, *59*, 521–524. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.521>

[28] Sorkin, R. D. Causal Sets: Discrete Gravity. arXiv:gr-qc/0309009 **2003**. Available online: <https://arxiv.org/abs/gr-qc/0309009>