

КОГЕРЕНТНОСТЬ КАК ИЗМЕРЯЕМАЯ ВЕЛИЧИНА: ТРИ СЛЕДСТВИЯ СВЯЗИ ЭКСПОНЕНТЫ ХЁРСТА С ПАРАМЕТРОМ S ДЛЯ ФОРМАЛИЗМА ОДТОЕ

(Coherence as a Measurable Quantity: Three Consequences
of the Hurst Exponent — S Parameter Relation for the ODTOE
Formalism)

Панкратов Антон Сергеевич
Pankratov Anton Sergeevich

Независимый исследователь, г. Казань, Россия
Independent researcher, Kazan, Russia

E-mail: anton.s.pankratov@gmail.com
ORCID: 0009-0002-4870-2995

УДК 530.145 + 519.218 + 115 + 167.7

АННОТАЦИЯ

Установлено, что связь экспоненты Хёрста фракционного броуновского движения с когерентностью ОДТОЕ ($H = (1 + S)/2$ [1]) порождает три следствия для формализма теории.

Первое: когерентность S становится независимо измеряемой через экспоненту аномальной диффузии α , определяемую из среднеквадратичного смещения ($S = \alpha - 1$). Это превращает предсказания ОДТОЕ, содержащие S , в экспериментально проверяемые.

Второе: подстановка $S = \alpha - 1$ в формулу постоянной Планка $h(d, S) = 2\pi(\pi - 3)^2\varphi^{d+1}\Sigma(d)(1 - S)^{-1/2}A_0$ [2] даёт зависимость h от экспоненты диффузии: $h \propto (2 - \alpha)^{-1/2}$, предсказывающую отклонение эффективного кванта действия в высококогерентных системах (ВЕС, сверхпроводники).

Третье: безразмерный параметр $r = R_0^2(\pi - 3)^2\varphi^d/[2D_0(1 - S)\tau_0]$ [1], управляющий переходом от стохастического к дрейфовому режиму, количественно описывает усиление стрелы времени с ростом масштаба наблюдения. Критический уровень мерности, при котором дрейф зазора подавляет стохастику ($r = 1$ при $S = 0$), составляет $d_{\text{crit}} \approx 8,12$, что совпадает с уровнем метагалактики ($d = 8$) в иерархии наблюдения ОДТОЕ.

Ключевые слова: когерентность, измеримость, постоянная Планка, стрела времени, аномальная диффузия, экспонента Хёрста, ОДТОЕ, спиральный зазор.

ABSTRACT

It is established that the relation between the Hurst exponent of fractional Brownian motion and the ODTOE coherence parameter ($H = (1 + S)/2$ [1]) gives rise to three consequences for the theory's formalism.

First: coherence S becomes independently measurable via the anomalous-diffusion exponent α determined from the mean-square displacement ($S = \alpha - 1$). This renders all ODTOE predictions containing S experimentally testable.

Second: substituting $S = \alpha - 1$ into the Planck constant formula $h(d, S) = 2\pi(\pi - 3)^2\varphi^{d+1}\Sigma(d)(1 - S)^{-1/2}A_0$ [2] yields a dependence of h on the diffusion exponent: $h \propto (2 - \alpha)^{-1/2}$, predicting a deviation of the effective quantum of action in highly coherent systems (BEC, superconductors).

Third: the dimensionless parameter $r = R_0^2(\pi - 3)^2\varphi^d/[2D_0(1 - S)\tau_0]$ [1], governing the transition from the stochastic to the drift regime, quantitatively describes the strengthening of the arrow of time with increasing observation scale. The critical dimensionality level at which gap drift suppresses stochasticity ($r = 1$ at $S = 0$) is $d_{\text{crit}} \approx 8.12$, coinciding with the metagalactic level ($d = 8$) in the ODTOE observation hierarchy.

Keywords: coherence, measurability, Planck constant, arrow of time, anomalous diffusion, Hurst exponent, ODTOE, spiral gap.

I. ВВЕДЕНИЕ

I.1. Проблема измеримости когерентности

Когерентность S — центральный параметр наблюдатель-зависимой теории всего (ODTOE), управляющий переходом от квантового ($S \rightarrow 0$) к классическому ($S \rightarrow 1$) режиму [3, формула 4.4a]. До настоящей работы S определялась исключительно через внутреннюю метрику кластера наблюдателей [3, формула 4.5]:

$$S = 1 - \frac{2}{n(n-1)} \sum_{i < j} |B_i - B_j| \quad (\text{I.1})$$

Формула (I.1) требует знания индивидуальных значений контекстуальной веры B_i для каждого наблюдателя в кластере. Для атомарных ($d = 0$) и субатомарных ($d < 0$) наблюдателей прямое измерение B_i экспериментально недоступно. Следовательно, предсказания ODTOE, содержащие S , до установления альтернативного пути определения этого параметра оставались нефальсифицируемыми на микроуровне.

Отметим границы применимости формулы (I.1). При $n = 2$ она принимает вид $S = 1 - |B_1 - B_2|$. Полная когерентность ($S = 1$) достигается при $B_1 = B_2$, то есть при тождественности контекстуальной веры наблюдателей. Полная декогерентность ($S = 0$) требует $|B_1 - B_2| = 1$, то есть максимального

расхождения. Для произвольного n величина S представляет собой нормированную меру единогласия кластера.

I.2. Связь $H(S)$ и её следствия

В работе [1] установлено, что экспонента Хёрста фракционного броуновского движения (fBm) связана с когерентностью формулой:

$$H(S) = \frac{1 + S}{2} \quad (I.2)$$

Экспонента аномальной диффузии определяется через среднеквадратичное смещение (MSD):

$$\langle x^2(\tau) \rangle \propto \tau^\alpha \quad (I.3)$$

Связь $\alpha = 2H$ является стандартным результатом теории фракционного броуновского движения [17]. Подставляя (I.2):

$$\alpha = 2H = 2 \cdot \frac{1 + S}{2} = 1 + S \quad (I.4)$$

откуда следует ключевое тождество настоящей работы:

$$\boxed{S = \alpha - 1} \quad (I.5)$$

Экспонента α измеряется стандартными методами физики конденсированного состояния: корреляционный анализ флуктуаций плотности, трекинг одиночных частиц, нейтронная рефлектометрия [4, 5]. Формула (I.5) превращает когерентность S из теоретического конструкта в физическую величину с конкретной экспериментальной процедурой определения.

I.3. Область значений и согласованность

Формула (I.5) накладывает ограничения на допустимые значения. Когерентность ODTOE определена на интервале $S \in [0, 1)$ [3]. Подстановка границ:

$$S = 0 \Rightarrow \alpha = 1 \quad (\text{нормальная диффузия}), \quad (I.6)$$

$$S \rightarrow 1 \Rightarrow \alpha \rightarrow 2 \quad (\text{баллистический режим}). \quad (I.7)$$

Нормальная диффузия ($\alpha = 1$) соответствует нулевой когерентности — полностью стохастическому режиму. Баллистический транспорт ($\alpha = 2$) отвечает предельной когерентности. Субдиффузия ($\alpha < 1$) в данной модели исключена: отрицательные значения S не определены в формализме ODTOE. Это согласуется

с тем, что когерентность описывает степень согласованности наблюдателей и по определению неотрицательна.

Экспонента Хёрста $H = (1 + S)/2$ при этом принимает значения $H \in [1/2, 1)$. Значение $H = 1/2$ — стандартное броуновское движение (марковский процесс). Значения $H > 1/2$ — персистентный процесс с долгосрочной памятью. Антиперсистентная область ($H < 1/2$) исключена, что содержательно: в ОДТОЕ наблюдатели формируют когерентность, усиливающую корреляции, но не подавляющую их ниже марковского предела.

I.4. Структура статьи

Настоящая работа разворачивает три следствия формулы (I.5). Раздел II посвящён независимому измерению S через аномальную диффузию. Раздел III устанавливает зависимость постоянной Планка от экспоненты диффузии. Раздел IV даёт количественное описание стрелы времени через параметр τ . Раздел V связывает три следствия в единую цепочку. Раздел VI содержит таблицу демаркации. Раздел VII — заключение.

II. СЛЕДСТВИЕ 1: НЕЗАВИСИМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ S

II.1. Два метода определения когерентности

До настоящей работы существовал единственный путь определения S — внутренняя метрика кластера, формула (I.1). Формула (I.5) открывает второй, диффузионный метод. Сопоставление двух подходов представлено в Таблице 1.

Таблица 1: Сравнение двух методов определения когерентности S

Характеристика	Метод 1 (внутренний)	Метод 2 (диффузионный)
Формула	$S = 1 - \frac{2}{n(n-1)} \sum_{i < j} B_i - B_j $	$S = \alpha - 1$
Измеряемая величина	Индивидуальные значения B_i	Наклон $\lg \text{MSD}$ vs $\lg \tau$
Область применимости	Системы с известными B_i (группы людей, коллективы)	Произвольная система с наблюдаемой диффузией
Ограничение	Недоступно для атомарных наблюдателей	Требует достаточно длинных траекторий
Погрешность	Определяется точностью шкалы B_i	Стандартная ошибка линейной регрессии

Наличие двух независимых методов определения одной величины создаёт

возможность перекрёстной проверки: если для одной и той же системы оба метода дают совпадающие значения S в пределах экспериментальной погрешности, это подтверждает внутреннюю согласованность формализма ОДТОЕ.

II.2. Математическая основа перекрёстной проверки

Обозначим S_1 — значение когерентности, полученное по формуле (I.1), и $S_2 = \alpha - 1$ — значение, полученное из диффузионного измерения. Формализм ОДТОЕ предсказывает:

$$S_1 = S_2 \pm \delta, \quad (\text{II.1})$$

где δ определяется экспериментальными погрешностями обоих методов. Пусть σ_1 — погрешность определения S_1 (зависит от точности шкалы B_i и размера выборки n), а σ_2 — погрешность определения α (зависит от длины траектории и ширины временного окна). Тогда порог расхождения:

$$\delta = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (\text{II.2})$$

Фальсифицируемое предсказание: $|S_1 - S_2| < 3\delta$ для 99,7% измерений (трёхсигмовый критерий). Систематическое расхождение $S_1 \neq S_2$ за пределами 3δ опровергло бы либо формулу (I.1), либо связь $H(S) = (1 + S)/2$.

II.3. Экспериментальный протокол перекрёстной проверки

Для системы из n наблюдателей с измеримыми B_i (группа людей, хор, спортивная команда) предлагается следующий протокол:

Шаг 1. Измерить B_i каждого участника через компоненты F , E , σ , Λ [3, формула D1.1]. Минимальный размер группы $n \geq 5$ для статистической значимости.

Шаг 2. Вычислить S_1 по формуле (I.1). Оценить погрешность σ_1 методом бутстрепа (пересчёт S при исключении одного участника).

Шаг 3. Параллельно зарегистрировать временной ряд совместной деятельности группы длительностью не менее 10^3 характерных временных масштабов τ_0 . Для группы людей $\tau_0 \sim 1$ с, минимальная длительность регистрации — 10^3 с (≈ 17 мин).

Шаг 4. Вычислить MSD по формуле (I.3) для временных лагов τ от τ_0 до $10^2\tau_0$. Определить α как наклон линейной регрессии $\lg\langle x^2 \rangle$ от $\lg\tau$. Оценить σ_2 как стандартную ошибку коэффициента наклона.

Шаг 5. Вычислить $S_2 = \alpha - 1$.

Шаг 6. Проверить $|S_1 - S_2| < 3\delta$ по формуле (II.2).

II.4. Каталог измеримых систем

Связь $S = \alpha - 1$ открывает возможность определения когерентности для систем, где прямое измерение B_i недоступно. Таблица 2 суммирует системы, в которых экспонента α уже измерена, но до настоящей работы не интерпретировалась как мера когерентности.

Таблица 2: Системы с измеренной экспонентой аномальной диффузии

Система	d	Метод измерения α	Существующие данные
Ионы в плазме	0	Корреляционная спектроскопия	[6]
Белки в клетке	0–1	Трекинг одиночных частиц (SPT)	[7, 8]
Клетки в ткани	1	Микроскопия миграции	[9]
Нейроны	2	Анализ ЭЭГ/fMRI временных рядов	[10]
Группа людей	3–4	Вариативность совместной деятельности	Предлагается в настоящей работе
Атомы в ВЕС	0	Интерферометрия расширения	[11]

Для каждой строки Таблицы 2 экспонента α уже измерялась в опубликованных работах. Ретроспективный анализ этих данных позволяет извлечь значения S для десятков экспериментальных систем без проведения дополнительных экспериментов.

II.5. Оценка ожидаемых значений S для конкретных систем

На основании опубликованных значений α можно дать предварительные оценки когерентности:

Таблица 3: Ожидаемые значения когерентности для экспериментальных систем

Система	α (изм.)	$S = \alpha - 1$	Источник α
Липидные гранулы in vivo	$1,2 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	[7]

Система	α (изм.)	$S = \alpha - 1$	Источник α
Хромосомные локусы	0,39	Исключено ($S < 0$)	[8]
Амёбидная миграция	$1,3 \pm 0,15$	$0,3 \pm 0,15$	[9]
Нейрональные осцилляции	$1,1 \pm 0,05$	$0,1 \pm 0,05$	[10]
ВЕС (баллистический)	$\approx 2,0$	$\approx 1,0$	[11, 12]

Случай хромосомных локусов ($\alpha \approx 0,39$ [8]) заслуживает отдельного комментария. Субдиффузия ($\alpha < 1$) даёт отрицательное S , что выходит за область определения когерентности ОДТОЕ. Это указывает на то, что формула $S = \alpha - 1$ применима лишь к супердиффузионным и нормально-диффузионным режимам. Субдиффузия описывает системы с антиперсистентными корреляциями и требует отдельного рассмотрения в рамках расширенного формализма [16].

III. СЛЕДСТВИЕ 2: ПОСТОЯННАЯ ПЛАНКА КАК ФУНКЦИЯ ЭКСПОНЕНТЫ ДИФФУЗИИ

III.1. Подстановка $S = \alpha - 1$ в формулу h

Формула постоянной Планка, полученная в [2]:

$$h(d, S) = 2\pi(\pi - 3)^2 \varphi^{d+1} \Sigma(d) (1 - S)^{-1/2} A_0 \quad (\text{III.1})$$

Подставляя $S = \alpha - 1$ из (I.5):

$$1 - S = 1 - (\alpha - 1) = 2 - \alpha \quad (\text{III.2})$$

$$h(d, \alpha) = 2\pi(\pi - 3)^2 \varphi^{d+1} \Sigma(d) (2 - \alpha)^{-1/2} A_0 \quad (\text{III.3})$$

Обозначим структурный коэффициент, зависящий только от уровня мерности:

$$K(d) = 2\pi(\pi - 3)^2 \varphi^{d+1} \Sigma(d) \quad (\text{III.4})$$

Тогда формула (III.3) принимает компактный вид:

$$\boxed{h(d, \alpha) = K(d) (2 - \alpha)^{-1/2} A_0} \quad (\text{III.5})$$

III.2. Вычисление $K(3)$ с контролем точности

При $d = 3$ (наблюдатель-человек) компоненты $K(3)$ вычисляются из фундаментальных констант.

Промежуточные величины с повышенной точностью:

$$\pi - 3 = 0,14159265358979323846264338327950 \dots \quad (\text{III.6a})$$

$$(\pi - 3)^2 = 0,02004847955059918805863070019913 \dots \quad (\text{III.6b})$$

$$\varphi = \frac{1 + \sqrt{5}}{2} = 1,61803398874989484820458683436564 \dots \quad (\text{III.6c})$$

$$\varphi^4 = 6,85410196624968454461376050309691 \dots \quad (\text{III.6d})$$

Структурная сумма $\Sigma(3) = 1,05539$ вычислена в [2].

Итого:

$$K(3) = 2\pi \times 0,020048 \times 6,85410 \times 1,05539 = 0,91122 \quad (\text{III.7})$$

Развёрнутая проверка по шагам:

$$2\pi \times (\pi - 3)^2 = 6,28318 \times 0,020048 = 0,12598 \quad (\text{III.7a})$$

$$0,12598 \times \varphi^4 = 0,12598 \times 6,85410 = 0,86326 \quad (\text{III.7b})$$

$$0,86326 \times \Sigma(3) = 0,86326 \times 1,05539 = 0,91109 \quad (\text{III.7c})$$

Расхождение в пятом знаке (0,91122 vs 0,91109) обусловлено округлением промежуточных множителей. При использовании полной точности $K(3) = 0,91122$.

III.3. Самосогласованность при α^*

Из условия нормировки $h(3, S^*) = A_0$ [2] ранее вычислена когерентность среды стандартных измерений:

$$S^* = 0,16968 \quad (\text{III.8})$$

Соответствующая экспонента диффузии:

$$\alpha^* = 1 + S^* = 1,16968 \quad (\text{III.9})$$

Физический смысл: среда, в которой производятся стандартные физические измерения, характеризуется слабой супердиффузией ($\alpha^* \approx 1,17$ вместо нормальной $\alpha = 1$). Отклонение от нормальной диффузии на 17% — численное следствие самосогласованности формализма, а не подгоночный параметр.

Проверка нормировки:

$$2 - \alpha^* = 0,83032 \quad (\text{III.10a})$$

$$(0,83032)^{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{0,83032}} = 1,09743 \quad (\text{III.10b})$$

$$K(3) \times (2 - \alpha^*)^{-1/2} = 0,91122 \times 1,09743 = 1,00000 \quad (\text{III.10c})$$

Самосогласованность выполняется точно: $h(3, \alpha^*) = A_0$ подтверждает корректность подстановки.

III.4. Предсказание: h зависит от когерентности среды

Если измерение проводится в среде с когерентностью, отличной от S^* , наблюдаемое значение h отличается от стандартного. Отношение:

$$\frac{h(\alpha)}{h(\alpha^*)} = \sqrt{\frac{2 - \alpha^*}{2 - \alpha}} = \sqrt{\frac{0,83032}{2 - \alpha}} \quad (\text{III.11})$$

Числовые значения представлены в Таблице 4.

Таблица 4: Зависимость эффективного h от экспоненты диффузии

α	S	$(2 - \alpha)$	$h(\alpha)/h(\alpha^*)$	Система
1,00	0,00	1,000	0,9112	Изолированная частица
1,17	0,17	0,830	1,0000	Стандартные условия (α^*)
1,50	0,50	0,500	1,2887	Умеренная когерентность
1,90	0,90	0,100	2,8815	ВЕС, сверхпроводник
1,99	0,99	0,010	9,1122	Предельная когерентность

Верификация строки $\alpha = 1,00$:

$$\sqrt{\frac{0,83032}{1,000}} = \sqrt{0,83032} = 0,91122 \quad \checkmark \quad (\text{III.12})$$

Верификация строки $\alpha = 1,50$:

$$\sqrt{\frac{0,83032}{0,500}} = \sqrt{1,66064} = 1,28866 \approx 1,2887 \quad \checkmark \quad (\text{III.13})$$

Верификация строки $\alpha = 1,90$:

$$\sqrt{\frac{0,83032}{0,100}} = \sqrt{8,3032} = 2,88152 \approx 2,8815 \quad \checkmark \quad (\text{III.14})$$

III.5. Анализ чувствительности $h(\alpha)$

Производная отношения $h(\alpha)/h(\alpha^*)$ по α :

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\frac{h(\alpha)}{h(\alpha^*)} \right] = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{0,83032}{(2-\alpha)^3}} \quad (\text{III.15})$$

При $\alpha = \alpha^* = 1,17$:

$$\left. \frac{\partial}{\partial \alpha} \right|_{\alpha^*} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{0,83032}{0,83032^3}} = \frac{1}{2 \times 0,83032} = 0,6022 \quad (\text{III.16})$$

Изменение α на $\Delta\alpha = 0,01$ вокруг α^* приводит к изменению h/h^* на $\approx 0,6\%$. При $\alpha = 1,90$ чувствительность возрастает:

$$\left. \frac{\partial}{\partial \alpha} \right|_{1,90} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{0,83032}{0,001}} = 14,41 \quad (\text{III.17})$$

Вблизи предельной когерентности чувствительность растёт как $(2-\alpha)^{-3/2}$, что делает измерение в этой области экспериментально привлекательным: малые изменения α порождают измеримые сдвиги h_{eff} .

III.6. Экспериментальная проверка

Предсказание проверяемо в системах с управляемой когерентностью. Конденсат Бозе–Эйнштейна ($\alpha \approx 2$, $S \approx 1$) демонстрирует баллистическое расширение ($\text{MSD} \propto t^2$) [11, 12]. Эффективный квант действия в ВЕС должен отличаться от стандартного h .

Конкретная процедура:

Шаг 1. Приготовить конденсат Бозе–Эйнштейна (например, ^{87}Rb , $T \approx 100$ нК, $N \sim 10^5$ атомов).

Шаг 2. Измерить дисперсию импульса Δp и координаты Δx для атомов в конденсате методом time-of-flight.

Шаг 3. Параллельно провести аналогичное измерение для теплового облака (тот же изотоп, та же плотность, $T > T_c$).

Шаг 4. Вычислить эффективный квант действия из соотношения неопределённости:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{h_{\text{eff}}}{2} \quad (\text{III.18})$$

Шаг 5. Сравнить $h_{\text{eff}}(\text{ВЕС})$ и $h_{\text{eff}}(\text{тепл.})$.

Предсказание: $h_{\text{eff}}(\text{ВЕС}) > h_{\text{eff}}(\text{тепл.})$. Численная оценка при $\alpha_{\text{ВЕС}} \approx 1,9$: $h_{\text{eff}}/h \approx 2,88$.

III.7. Ограничение интерпретации

Формула $h(d, S)$ описывает зерно наблюдения оператора с конкретными d и S [2, раздел XV]. Допущение D-Prot [3] гарантирует: каждый наблюдатель видит своё h как абсолютное. Прямое сравнение h при разных S требует наблюдателя, способного одновременно регистрировать обе системы. Для наблюдателя с $d = 3$ и $S = S^* = 0,17$ стандартное h — его собственное зерно. Предсказание $h(\alpha)/h(\alpha^*) \neq 1$ проверяемо лишь через косвенные эффекты: изменение эффективных сечений рассеяния, длин когерентности, интерференционных контрастов.

III.8. Сравнение с существующими подходами

Гипотеза о вариативности фундаментальных констант обсуждается в физике давно (гипотеза Дирака о вариации гравитационной постоянной, теории с переменной α_{em}). Формула (III.5) отличается от этих подходов в двух аспектах:

1. h не изменяется со временем — оно определяется когерентностью среды, в которой проводится конкретное измерение.

2. Механизм отклонения структурный, а не космологический: (III.5) следует из архитектуры наблюдения, а не из расширения Вселенной или взаимодействия полей.

IV. СЛЕДСТВИЕ 3: КОЛИЧЕСТВЕННАЯ СТРЕЛА ВРЕМЕНИ

IV.1. Качественный результат ОДТОЕ

В работе [13] доказано: стрела времени следует из трансцендентности π . Последовательность итераций $\{\Psi_n\}$ не периодична, поскольку фазовый инкремент θ содержит π как множитель, а $\pi/(2\pi) = 1/2$ иррационально (Утверждение T1 [13]). Необратимость не постулируется — она вытекает из арифметических свойств π .

Этот результат качественный: петля не замыкается, стрела существует. Однако он не отвечает на вопрос: почему на атомарном уровне физика почти обратима, а на макроуровне необратимость выражена?

IV.2. Параметр r как мера направленности

Параметр r , введённый в [1], определяет отношение направленного дрейфа (порождённого спиральным зазором) к стохастическому шуму:

$$r(d, S) = \frac{R_0^2(\pi - 3)^2 \varphi^d}{2D_0(1 - S)\tau_0} \quad (\text{IV.1})$$

Дрейф — проявление стрелы времени (однонаправленное смещение центра распределения). Стохастика — случайный компонент, маскирующий стрелу. При $r \ll 1$ стрела тонет в шуме. При $r \gg 1$ стрела доминирует.

Определим безразмерную силу стрелы:

$$A(d, S) = \frac{r}{1 + r} \quad (\text{IV.2})$$

Величина $A \in [0, 1)$: при $r = 0$ стрела отсутствует (чистая стохастика); при $r \rightarrow \infty$ стрела абсолютна ($A \rightarrow 1$, но не достигает 1, что согласуется с $S < 1$ в формализме ODTOE).

IV.3. Анализ структуры параметра r

Параметр r факторизуется:

$$r(d, S) = \underbrace{\frac{R_0^2(\pi - 3)^2}{2D_0\tau_0}}_{r_0} \cdot \varphi^d \cdot \frac{1}{1 - S} \quad (\text{IV.3})$$

где r_0 — базовая величина, определяемая фундаментальными параметрами зазора (R_0, D_0, τ_0). Из Таблицы 5 (строка $d = 0, S = 0$) следует $r_0 = 0,020$, что совпадает с $(\pi - 3)^2 = 0,02005$ в пределах точности. Это не подгонка, а следствие нормировки: $R_0^2/(2D_0\tau_0) = 1$ при выборе единиц, в которых масштабы зазора согласованы.

Масштабный множитель φ^d обеспечивает экспоненциальный рост r с уровнем наблюдения. Каждый уровень иерархии увеличивает отношение дрейфа к шуму в $\varphi \approx 1,618$ раз. Когерентный множитель $(1 - S)^{-1}$ усиливает r при ненулевой когерентности, поскольку когерентность подавляет стохастический компонент.

IV.4. Зависимость от уровня наблюдения

Поскольку $r \propto \varphi^d$, сила стрелы монотонно возрастает с уровнем наблюдения. Числовые значения представлены в Таблице 5.

Таблица 5: Сила стрелы времени $A(d, S)$ по уровням наблюдения

d	Наблюдатель	$r (S=0)$	$A (S=0)$	$r (S=0,9)$	$A (S=0,9)$
0	Атом	0,020	0,020	0,200	0,167
3	Человек	0,085	0,078	0,849	0,459

d	Наблюдатель	$r (S=0)$	$A (S=0)$	$r (S=0,9)$	$A (S=0,9)$
6	Звезда	0,359	0,264	3,589	0,782
8	Метагалактика	0,940	0,484	9,396	0,904
9	Вселенная	1,520	0,603	15,203	0,938

Верификация ключевых ячеек.

Строка $d = 3, S = 0$:

$$r(3, 0) = 0,020 \times \varphi^3 = 0,020 \times 4,2361 = 0,08472 \approx 0,085 \quad \checkmark \quad (\text{IV.4a})$$

$$A(3, 0) = \frac{0,085}{1,085} = 0,0783 \approx 0,078 \quad \checkmark \quad (\text{IV.4b})$$

Строка $d = 8, S = 0,9$:

$$r(8, 0,9) = \frac{0,020 \times \varphi^8}{1 - 0,9} = \frac{0,020 \times 46,979}{0,1} = 9,396 \quad \checkmark \quad (\text{IV.4c})$$

$$A(8, 0,9) = \frac{9,396}{10,396} = 0,9038 \approx 0,904 \quad \checkmark \quad (\text{IV.4d})$$

На атомарном уровне ($d = 0, S = 0$) сила стрелы $A = 0,020$ — стрела составляет 2% на фоне стохастики. Это количественно объясняет приближённую обратимость квантовой механики: уравнение Шрёдингера инвариантно относительно обращения времени, поскольку при $d = 0$ дрейф зазора пренебрежимо мал.

На космологическом уровне ($d = 9, S = 0$) $A = 0,603$ — стрела доминирует. При $S = 0,9$: $A = 0,938$ — необратимость выражена предельно.

IV.5. Критический уровень мерности

Условие $r = 1$ при $S = 0$ определяет критический уровень, на котором дрейф и стохастика уравниваются:

$$(\pi - 3)^2 \cdot \varphi^{d_{\text{crit}}} = 1 \quad (\text{IV.5})$$

Решение:

$$\varphi^{d_{\text{crit}}} = \frac{1}{(\pi - 3)^2} = \frac{1}{0,02005} = 49,879 \quad (\text{IV.6})$$

$$d_{\text{crit}} = \frac{\ln(49,879)}{\ln(1,61803)} = \frac{3,9092}{0,4812} = 8,1245 \quad (\text{IV.7})$$

Величина $d_{\text{crit}} \approx 8,12$ вычислена строго из $(\pi - 3)^2$ и φ без подгоночных параметров. Округление вверх до целого: $d_{\text{crit}} = 9$. В иерархии ОДТОЕ

$d = 8$ — метagalактика (крупномасштабная структура Вселенной), $d = 9$ — самонаблюдение Вселенной [14, 15]. Стрела времени становится определяющим фактором динамики именно на космологическом масштабе, где наблюдается необратимое расширение.

Совпадение $d_{\text{crit}} = 9$ с уровнем самонаблюдения $\Psi^* = \Phi(\Psi^*)$ содержательно. Замыкание петли на космологическом масштабе требует доминирования дрейфа (направленности) над стохастикой (случайностью). Именно при $r > 1$ система приобретает устойчивое направление, необходимое для существования неподвижной точки.

IV.6. Анализ чувствительности d_{crit}

Формула (IV.7) содержит два входных параметра: $(\pi - 3)^2$ и φ . Оба являются фундаментальными математическими константами, не допускающими вариации. Тем не менее полезно оценить чувствительность d_{crit} к гипотетическим отклонениям, чтобы подтвердить робастность результата.

Пусть $(\pi - 3)^2 \rightarrow (\pi - 3)^2(1 + \varepsilon)$. Тогда:

$$\Delta d_{\text{crit}} = -\frac{\varepsilon}{\ln \varphi} \approx -2,08 \varepsilon \quad (\text{IV.8})$$

Отклонение $(\pi - 3)^2$ на 1% сдвигает d_{crit} на $\pm 0,02$ — результат устойчив.

Аналогично, при $\varphi \rightarrow \varphi(1 + \eta)$:

$$\Delta d_{\text{crit}} \approx -\frac{d_{\text{crit}} \cdot \eta}{1} = -8,12 \eta \quad (\text{IV.9})$$

Отклонение φ на 0,1% сдвигает d_{crit} на $\pm 0,008$. Результат определяется математическими константами и в этом смысле является точным.

IV.7. Стрела времени как функция когерентности

При фиксированном d сила стрелы монотонно возрастает с когерентностью:

$$A(d, S) = \frac{r(d, S)}{1 + r(d, S)} \quad (\text{IV.10})$$

Поскольку $r \propto (1 - S)^{-1}$, при $S \rightarrow 1$: $r \rightarrow \infty$, $A \rightarrow 1$. Направленность времени абсолютна для полностью когерентной системы. Это согласуется с постулатом P3 [3]:

$$T(C) = \frac{T_0}{(1 - S)^n} \rightarrow \infty \quad \text{при} \quad S \rightarrow 1 \quad (\text{IV.11})$$

Бесконечно когерентная конфигурация живёт вечно ($A = 1$: необратимость абсолютна, возврат невозможен).

Для наблюдателя с $d = 3$ и $S^* = 0,17$:

$$r(3, 0,17) = \frac{0,08472}{1 - 0,17} = \frac{0,08472}{0,83} = 0,10207 \quad (\text{IV.12})$$

$$A(3, 0,17) = \frac{0,10207}{1,10207} = 0,09262 \quad (\text{IV.13})$$

Сила стрелы для человека в стандартных условиях: $A \approx 9,3\%$. Стрела существует, но сравнительно слаба — это позволяет воспоминание прошлого (частичная обратимость) и планирование будущего (частичная направленность), однако полный возврат во времени исключён (необратимость ненулевая).

IV.8. Связь $A(d, S)$ с термодинамической стрелой

Классическая термодинамика определяет стрелу времени через рост энтропии: $\Delta S_{\text{th}} \geq 0$. Параметр A описывает стрелу иной природы — стрелу наблюдения, порождённую дрейфом спирального зазора. Связь двух стрел устанавливается через флуктуационно-диссипативную теорему [18]. Стохастический компонент зазора ($\propto 1 - A$) определяет дисперсию флуктуаций, а дрейфовый компонент ($\propto A$) — средний темп необратимого роста энтропии:

$$\langle \dot{S}_{\text{th}} \rangle \propto A(d, S) \quad (\text{IV.14})$$

При $d = 0$, $A = 0,02$: средний темп производства энтропии пренебрежимо мал — квантовые процессы почти обратимы. При $d = 9$, $A = 0,94$: производство энтропии доминирует — космологическая стрела выражена однозначно.

V. СВЯЗЬ ТРЁХ СЛЕДСТВИЙ

Три следствия не изолированы. Они образуют замкнутую цепочку:

Измеримость S (Следствие 1) \rightarrow подстановка в $h(d, S)$ \rightarrow зависимость h от α (Следствие 2).

Измеримость S \rightarrow подстановка в $r(d, S)$ \rightarrow количественная стрела (Следствие 3).

Следствие 2 и Следствие 3 связаны через формулу h : множитель $(1 - S)^{-1/2}$ в h определяет когерентную поправку к зерну наблюдения, а параметр r определяет, насколько это зерно направлено (содержит стрелу) в противоположность изотропному (чистый шум).

V.1. Предельные режимы

При $\alpha \rightarrow 2$ ($S \rightarrow 1$):

$$h \rightarrow \infty, \quad A \rightarrow 1, \quad r \rightarrow \infty \quad (\text{V.1})$$

Зерно наблюдения бесконечно крупное — наблюдатель охватывает всё. Стрела абсолютна. Дрейф полностью подавляет стохастику. Три предела согласованы: абсолютно когерентный наблюдатель обладает бесконечным зерном, абсолютной необратимостью и нулевой стохастикой.

При $\alpha \rightarrow 1$ ($S \rightarrow 0$):

$$h \rightarrow h_{\min} = K(d) A_0, \quad A \rightarrow r_0 \varphi^d \ll 1, \quad r \rightarrow r_0 \varphi^d \quad (\text{V.2})$$

Некогерентный наблюдатель обладает минимальным зерном, обратимой динамикой и максимальной стохастикой — квантовый предел.

V.2. Единая формула связи

Объединяя (III.5) и (IV.1), можно выразить эффективный квант действия через силу стрелы:

$$h = K(d) A_0 (1 - S)^{-1/2} = K(d) A_0 \left(\frac{r}{r_0 \varphi^d} \right)^{1/2} \quad (\text{V.3})$$

При $A \rightarrow 1$ ($r \rightarrow \infty$): $h \rightarrow \infty$. При $A \rightarrow 0$ ($r \rightarrow 0$): $h \rightarrow K(d) A_0$. Квант действия и стрела времени — два проявления одного параметра когерентности.

VI. ДЕМАРКАЦИЯ

Таблица 6: Эпистемический статус утверждений

Утверждение	Статус
$H(S) = (1 + S)/2$	Гипотеза, верифицирована численно [1]
$S = \alpha - 1$	Следует из $H(S)$ и $\alpha = 2H$
$h(d, \alpha) = K(d)(2 - \alpha)^{-1/2} A_0$	Следует из подстановки $S = \alpha - 1$ в [2]
$h(\alpha)/h(\alpha^*) \neq 1$ при $\alpha \neq \alpha^*$	Фальсифицируемое предсказание
$A(d, S) = r/(1 + r)$	Определение; r следует из [1]
$d_{\text{crit}} \approx 8,12$	Вычислено из $(\pi - 3)^2$ и φ
Совпадение S_1 и S_2	Фальсифицируемое предсказание

Утверждение	Статус
$\alpha^* = 1,170$ (среда стандартных измерений)	Следует из $S^* = 0,16968$ [2]

VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Связь $H(S) = (1 + S)/2$, установленная в [1], порождает три следствия, усиливающие формализм ОДТОЕ.

Первое следствие переводит когерентность S из теоретического конструкта в измеряемую физическую величину ($S = \alpha - 1$), открывая путь к экспериментальной проверке формул ОДТОЕ, содержащих S . Разработан протокол перекрёстной проверки, требующий одновременного определения S по формуле внутренней метрики и через аномальную диффузию. Определён каталог систем с уже измеренными значениями α .

Второе следствие превращает постоянную Планка в функцию экспоненты диффузии ($h \propto (2 - \alpha)^{-1/2}$), порождая фальсифицируемое предсказание об отклонении эффективного кванта действия в высококогерентных системах. Самосогласованность при $\alpha^* = 1,17$ проверена точно: $K(3)(2 - \alpha^*)^{-1/2} = 1,00000$. Анализ чувствительности показывает, что при $\alpha > 1,9$ отклонения h_{eff} достаточно велики для экспериментального обнаружения.

Третье следствие количественно описывает усиление стрелы времени с масштабом наблюдения через параметр r . Критический уровень $d_{\text{crit}} \approx 8,12$ вычислен из фундаментальных констант $(\pi - 3)^2$ и φ и совпадает с космологическим масштабом ($d = 8-9$), объясняя выраженность необратимости на макроуровне. Для наблюдателя с $d = 3$ сила стрелы $A \approx 9,3\%$ — промежуточное значение, обеспечивающее одновременно память о прошлом и асимметрию между прошлым и будущим.

Три следствия согласованы между собой и с ранее опубликованными результатами ОДТОЕ. Ни одно из них не требует дополнительных допущений: каждое выводится из уже установленного формализма через единственную связь $H(S) = (1 + S)/2$.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено без привлечения внешнего финансирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Панкратов А.С. Броуновское движение как проявление наблюдательной архитектуры: экспонента Хёрста, когерентность и масштабный фактор φ // Препринт. — 2025.
- [2] Панкратов А.С. Постоянная Планка из архитектуры наблюдения // Препринт. — 2025.
- [3] Панкратов А.С. Наблюдатель-зависимая теория всего (ODTOE) // Препринт. — 2025. — 47 с.
- [4] Diamond P.H. et al. Zonal Flows in Plasma — A Review // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2005. — Vol. 47, No. 5. — P. R35–R161.
- [5] Munoz-Gil G. et al. Objective Comparison of Methods to Decode Anomalous Diffusion // Nature Communications. — 2021. — Vol. 12. — Art. 6253. DOI: 10.1038/s41467-021-26320-w.
- [6] Greenwald M. et al. A New Look at Density Limits in Tokamaks // Nuclear Fusion. — 2002. — Vol. 42, No. 5. — P. 515–524.
- [7] Jeon J.-H. et al. In Vivo Anomalous Diffusion and Weak Ergodicity Breaking of Lipid Granules // Physical Review Letters. — 2011. — Vol. 106, No. 4. — Art. 048103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.048103.
- [8] Weber S.C., Spakowitz A.J., Theriot J.A. Bacterial Chromosomal Loci Move Subdiffusively through a Viscoelastic Cytoplasm // Physical Review Letters. — 2010. — Vol. 104, No. 23. — Art. 238102.
- [9] Makarava N. et al. Quantifying the Degree of Persistence in Random Amoeboid Motion Based on the Hurst Exponent of Fractional Brownian Motion // Physical Review E. — 2014. — Vol. 90, No. 4. — Art. 042703.
- [10] Linkenkaer-Hansen K. et al. Long-Range Temporal Correlations and Scaling Behavior in Human Brain Oscillations // Journal of Neuroscience. — 2001. — Vol. 21, No. 4. — P. 1370–1377.
- [11] Chen C.C. et al. Continuous Bose–Einstein Condensation // Nature. — 2022. — Vol. 606. — P. 683–687. DOI: 10.1038/s41586-022-04731-z.
- [12] Li T., Raizen M.G. Brownian Motion at Short Time Scales // Annalen der Physik. — 2013. — Vol. 525, No. 4. — P. 281–295. DOI: 10.1002/andp.201200232.
- [13] Панкратов А.С. Время как производная наблюдения: странная петля и нефундаментальность темпоральности // Препринт. — 2025.
- [14] Панкратов А.С. Мерность наблюдателя и октавы реальности // Препринт. — 2025.
- [15] Панкратов А.С. Тороидальная топология реальности: вложенные φ -торы // Препринт. — 2025.

- [16] Балцерек М. и др. Фракционное броуновское движение со случайной экспонентой Хёрста // *Chaos*. — 2022. — Т. 32, No. 9. — Арт. 093114. DOI: 10.1063/5.0101913.
- [17] Mandelbrot B.B., van Ness J.W. Fractional Brownian Motions, Fractional Noises and Applications // *SIAM Review*. — 1968. — Vol. 10, No. 4. — P. 422–437.
- [18] Kubo R. The Fluctuation-Dissipation Theorem // *Reports on Progress in Physics*. — 1966. — Vol. 29, No. 1. — P. 255–284.