КОГЕРЕНТНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР: ДОПОЛНЕНИЕ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА БРОУНОВСКОГО ДВИЖЕНИЯ

(Coherent Fusion Reactor: Supplement Based on Brownian Motion Analysis)

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 621.039.6 + 533.9 + 519.218 + 167.7

АННОТАЦИЯ

Представлено дополнение к концептуальному проекту когерентного термоядерного реактора [1], основанное на результатах анализа броуновского движения в рамках ODTOE [2]. Введен безразмерный параметр $r = R_0^2(\pi - 3)^2\varphi^d/[2D_0(1 - S)\tau_0]$, определяющий отношение направленного дрейфа (порожденного спиральным зазором) к стохастической турбулентности. Показано, что критическая когерентность перехода в дрейфовый режим для компактного реактора ($R_0 = 0{,}3$ м) составляет $S_c \approx 0{,}098$, что существенно ниже, чем для ITER-масштаба ($S_c \approx 0{,}872$). Предложена адаптивная φ-пульсация, в которой ритм магнитного поля подстраивается под текущую когерентность плазмы: при низком S — сжатый ритм ($\sqrt{\varphi}$-масштабирование), при высоком S — стандартный (φ-масштабирование). Экспонента аномальной диффузии плазмы $\alpha = 1 + S$ отождествляется с измеряемой величиной, что позволяет включить её в контур обратной связи. Уточнены параметры проекта и отмечены пункты, требующие корректировки.

Количественный критерий подавления турбулентности, адаптивная φ-пульсация и управление аномальной диффузией плазмы.

Ключевые слова: когерентный термоядерный синтез, аномальная диффузия, экспонента Хёрста, φ-пульсация, когерентность плазмы, турбулентность, ODTOE, броуновское движение.

ABSTRACT

A supplement to the conceptual design of the coherent fusion reactor [1] is presented, based on the results of Brownian motion analysis within ODTOE [2]. A dimensionless parameter $r = R_0^2(\pi-3)^2\varphi^d/[2D_0(1-S)\tau_0]$ is introduced, defining the ratio of directed drift (generated by the spiral gap) to stochastic turbulence. It is shown that the critical coherence for the transition to the drift regime for a compact reactor ($R_0 = 0.3$ m) is $S_c \approx 0.098$, which is substantially lower than for the ITER scale ($S_c \approx 0.872$). An adaptive φ-pulsation is proposed, in which the magnetic field rhythm adjusts to the current plasma coherence: at low S — a compressed rhythm ($\sqrt{\varphi}$ scaling), at high S — the standard (φ scaling). The anomalous plasma diffusion exponent $\alpha = 1 + S$ is identified as a measurable quantity, enabling its inclusion in the feedback loop. Project parameters are refined and items requiring correction are noted.

Keywords: coherent fusion, anomalous diffusion, Hurst exponent, φ-pulsation, plasma coherence, turbulence, ODTOE, Brownian motion.

I. ВВЕДЕНИЕ И СВЯЗЬ С БАЗОВЫМ ПРОЕКТОМ

I.1. Контекст

Концептуальный проект когерентного термоядерного реактора [1] основан на трёх принципах ODTOE: (a) резонансные окна в кулоновском барьере шириной $(\pi-3)^2 \approx 2\%$, расположенные с φ-масштабированием; (b) тройственная геометрия удержания ($120° + \delta_\pi$); (c) обратная связь по когерентности S плазмы вместо обратной связи по температуре.

Анализ броуновского движения в ODTOE [2] установил, что экспонента Хёрста H фракционного броуновского движения связана с когерентностью формулой $H = (1+S)/2$, а спиральный зазор $(\pi-3)^2$ определяет параметр r — отношение дрейфа к стохастике. Настоящая работа применяет эти результаты к физике плазмы в реакторе.

I.2. Перечень уточнений к базовому проекту

В базовом проекте [1] обнаружены три пункта, требующие уточнения в свете новых результатов.

Пункт 1. Качественное описание подавления турбулентности (раздел VI.6 в [1]). Формулировка <<при $S \to 1$: $D(\eta) \to 0$, турбулентность подавлена>> корректна, но не содержит количественного критерия. Уточнение: переход от турбулентного к дрейфовому режиму определяется параметром $r = 1$, что задаёт критическую когерентность S_c.

Пункт 2. Постоянная φ-пульсация (раздел 3.3 в [1]). Последовательность $\tau_{n+1} = \varphi \cdot \tau_n$ предполагает фиксированное отношение φ между длительностями импульсов. Уточнение: отношение должно адаптироваться к текущей когерентности плазмы, изменяясь от $\sqrt{\varphi}$ до φ.

Пункт 3. Обратная связь по S без учёта экспоненты диффузии (раздел VI.5 в [1]). Контур обратной связи направлен на максимизацию S. Уточнение: помимо S необходимо измерять экспоненту аномальной диффузии α, которая является независимым диагностическим параметром.

I.3. Структура дополнения

Работа организована следующим образом. Раздел II вводит параметр r и выводит формулу критической когерентности S_c. Раздел III описывает адаптивную φ^H-пульсацию с числовыми примерами и требованиями к FPGA-реализации. Раздел IV устанавливает связь аномальной диффузии плазмы с когерентностью и дополняет контур обратной связи. Раздел V систематизирует режимы плазмы через экспоненту Хёрста. Раздел VI содержит уточнённую таблицу параметров. Раздел VII описывает механизм положительной обратной связи и анализирует его устойчивость. Раздел VIII сопоставляет когерентный реактор с классическими подходами. Раздел IX дополняет план экспериментов. Раздел X содержит демаркацию, раздел XI — заключение.

II. ПАРАМЕТР r И КРИТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ПЛАЗМЫ

II.1. Турбулентность плазмы как броуновская задача

Плазма в токамаке представляет собой систему, в которой хаос (турбулентность) борется с порядком (магнитное удержание). Аномальная диффузия — транспорт частиц и энергии, превышающий классический (столкновительный) в 10–100 раз — остаётся главной нерешённой проблемой управляемого термоядерного синтеза [13, 14]. Ни один существующий токамак не достиг режима, в котором транспорт определяется только столкновениями; турбулентность всегда доминирует.

В терминах ODTOE: ионы плазмы суть наблюдатели атомарного уровня ($d = 0$), объединённые в кластер. Коллективная когерентность S этого кластера определяет, в каком режиме — турбулентном или когерентном — находится система. Анализ броуновского движения [2] позволяет переформулировать задачу: аномальная диффузия плазмы отождествляется с фракционным броуновским движением ионов при экспоненте Хёрста $H \neq 1/2$, вызванным турбулентностью как коллективным эффектом низкой когерентности.

Ключевое отождествление: стохастический компонент траектории иона в плазме (вызванный турбулентностью) соответствует броуновскому движению из [2], а детерминистический компонент (вызванный магнитным удержанием) соответствует дрейфу зазора $(\pi - 3)$. Таким образом, параметр r из [2] приобретает прямой физический смысл: это мера относительной силы магнитного удержания по сравнению с турбулентным хаосом.

II.2. Происхождение параметра r

В [2] установлено, что на уровне наблюдения d полное среднеквадратичное смещение складывается из двух компонент: детерминистического дрейфа (порождённого спиральным зазором) и стохастического шума (броуновская турбулентность). Дрейф возникает из того, что петля самонаблюдения Φ не замыкается точно: за каждый оборот длиной 2π накапливается смещение $\Delta\varphi = \pi - 3$ вдоль большого радиуса тора [4, формула IV.3]. На уровне d большой радиус тора равен $R_d = R_0\varphi^d$ [4, формула VI.1], поэтому дрейф масштабируется как:

$$\Delta x_{\text{drift}}(d) = R_0(\pi - 3) \cdot \varphi^d \tag{II.1}$$

Стохастическое смещение определяется коэффициентом диффузии $D(S) = D_0(1 - S)$ [3, формула 4.4a] и характерным временем τ:

$$\Delta x_{\text{stoch}} = \sqrt{2D_0(1 - S)\tau} \tag{II.2}$$

Параметр r — отношение квадрата дрейфа к квадрату стохастического смещения:

$$r(d,\, S) = \frac{R_0^2(\pi - 3)^2 \cdot \varphi^d}{2\,D_0(1 - S)\,\tau_0} \tag{II.3}$$

При $r < 1$ стохастическая турбулентность доминирует. При $r > 1$ направленный дрейф зазора подавляет турбулентность. Множитель φ^d означает: чем выше уровень наблюдения кластера, тем сильнее дрейф и тем легче достичь когерентного режима.

Физическая интерпретация: параметр r является аналогом числа Пекле в теории массопереноса — он характеризует соотношение конвективного (направленного) и диффузионного (случайного) транспорта. Однако, в отличие от классического числа Пекле, в r содержатся фундаментальные константы ODTOE ($\pi - 3$, φ), что превращает этот параметр из чисто эмпирического в структурно обусловленный.

II.3. Общая формула критической когерентности

Из условия $r = 1$ (равновесие дрейфа и стохастики):

$$R_0^2(\pi - 3)^2 \cdot \varphi^d = 2\,D_0(1 - S_c)\,\tau_0 \tag{II.4}$$

Решая относительно S_c:

$$S_c(d) = 1 - \frac{R_0^2(\pi - 3)^2 \cdot \varphi^d}{2\,D_0\,\tau_0} \tag{II.5}$$

Формула содержит: три измеряемых параметра (R_0, D_0, τ_0), фундаментальную константу ODTOE $(\pi - 3)^2$, масштабный множитель φ^d (следствие тороидальной иерархии) и мерность кластера d. С ростом d (более когерентный, более <<высокоуровневый>> кластер) множитель φ^d растёт, числитель увеличивается, S_c уменьшается: когерентному кластеру легче перейти в дрейфовый режим.

Дополнительный анализ: формулу (II.5) можно записать в логарифмической форме, удобной для графического анализа:

$$\ln(1 - S_c) = 2\ln R_0 + 2\ln(\pi - 3) + d\ln\varphi - \ln(2D_0\tau_0) \tag{II.6}$$

Зависимость $\ln(1 - S_c)$ от d линейна с наклоном $\ln\varphi \approx 0{,}481$. Это предсказание проверяемо: если когерентный реактор реализован, то зависимость S_c от эффективной мерности кластера должна следовать (II.6).

II.4. Частный случай: ионы плазмы ($d = 0$)

Ионы плазмы — наблюдатели атомарного уровня ($d = 0$) [3, раздел IV.2]. При $d = 0$: $\varphi^0 = 1$, и формулы упрощаются:

$$r(S) = \frac{R_0^2(\pi - 3)^2}{2\,D_{\text{anom}}(1 - S)\,\tau_E} \tag{II.7}$$

$$S_c = 1 - \frac{R_0^2(\pi - 3)^2}{2\,D_{\text{anom}}\,\tau_E} \tag{II.8}$$

где D_{anom} — аномальный коэффициент диффузии, τ_E — время энергетического удержания.

Обозначим безразмерный конструктивный параметр реактора:

$$\kappa = \frac{R_0^2(\pi - 3)^2}{2\,D_{\text{anom}}\,\tau_E} \tag{II.9}$$

Тогда $S_c = 1 - \kappa$ и $r(S) = \kappa/(1 - S)$. При $\kappa > 1$ дрейф зазора доминирует при любом $S > 0$. При $\kappa < 1$ необходима когерентность $S > S_c = 1 - \kappa$.

Замечание: если кластер ионов достигает коллективной когерентности, его эффективная мерность возрастает ($d > 0$), $\varphi^d > 1$, и критическая когерентность дополнительно снижается. Этот эффект создаёт положительную обратную связь (раздел VII).

II.5. Числовые оценки

Когерентный реактор (параметры из [1]): $R_0 = 0{,}3$ м, $D_{\text{anom}} = 1$ м^2/с, $\tau_E = 10^{-3}$ с.

$$\kappa = \frac{(0{,}3)^2 \times 0{,}020048}{2 \times 1 \times 10^{-3}} = \frac{0{,}0018043}{0{,}002} = 0{,}9022 \tag{II.10}$$

$$S_c = 1 - 0{,}9022 = 0{,}098 \tag{II.11}$$

ITER: $R_0 = 6{,}2$ м, $D_{\text{anom}} = 1$ м²/с, $\tau_E = 3$ с.

$$\kappa = \frac{(6{,}2)^2 \times 0{,}020048}{2 \times 1 \times 3} = \frac{0{,}7703}{6} = 0{,}1284 \tag{II.12}$$

$$S_c = 1 - 0{,}1284 = 0{,}872 \tag{II.13}$$

Результат: для компактного реактора ($R_0 = 0{,}3$ м) $S_c \approx 0{,}10$. Для ITER ($R_0 = 6{,}2$ м) $S_c \approx 0{,}87$. Уменьшение масштаба облегчает достижение когерентного режима: компактность — не ограничение, а преимущество.

II.6. Сравнительный анализ κ при различных масштабах

Для систематической оценки влияния масштаба реактора на критическую когерентность рассмотрим серию установок с различными R_0:

Таблица 1: Зависимость конструктивного параметра κ и критической когерентности S_c от масштаба реактора при $D_{\text{anom}} = 1$ м²/с

Установка	R_0, м	τ_E, с	κ	S_c
Настольный фузор	0,05	10^{-4}	0,250	0,750
Компактный реактор	0,30	10^{-3}	0,902	0,098
Средний токамак	1,00	0,10	0,100	0,900
KSTAR	1,80	0,50	0,065	0,935
JET	2,96	1,00	0,088	0,912
ITER	6,20	3,00	0,128	0,872

Из таблицы 1 видно, что κ не монотонно зависит от R_0, поскольку τ_E также возрастает с масштабом (приблизительно как $\tau_E \propto R_0^{1,5-2}$). Наилучшее значение κ (наибольшее, близкое к единице) достигается для компактного реактора: именно в этой точке параметрического пространства отношение R_0^2/τ_E максимально.

Инженерное следствие: вместо абстрактного требования <<повышай S>> система управления реактора получает конкретный числовой порог — <<добейся $S > S_c$>>, где S_c вычисляется из измеряемых параметров камеры (R_0, D_{anom}, τ_E). Когерентный реактор управляет не температурой, а параметром S, и через него — экспонентой аномальной диффузии α. Это принципиально иная стратегия управления по сравнению с классическим критерием Лоусона $nT\tau$.

II.7. Замечание о D_{anom}

Аномальный коэффициент диффузии D_{anom} в реальных плазменных устройствах варьируется на порядки в зависимости от режима. Эмпирическое масштабирование Бома $D_{\text{Bohm}} \sim T_e/(16eB)$ даёт $D \sim 1$ м²/с для типичных параметров. Когерентный реактор, однако, направлен на снижение D_{anom} через повышение S, что создаёт положительную обратную связь: рост $S \to$ снижение $D_{\text{anom}} \to$ рост $r \to$ усиление дрейфа $\to$ дальнейший рост S.

Количественная оценка снижения D_{anom}: в рамках ODTOE $D_{\text{anom}} = D_0(1 - S)$, поэтому при достижении $S = 0{,}5$ аномальная диффузия снижается вдвое, а при $S = 0{,}9$ — на порядок. Связь с масштабированием Бома: $D_{\text{Bohm}}(S) = D_{\text{Bohm},0}(1 - S)$, что предсказывает отклонение от классического масштабирования Бома для когерентной плазмы.

II.8. Зависимость r от магнитного поля

В явном виде аномальный коэффициент диффузии Бома содержит магнитное поле: $D_{\text{Bohm}} = T_e/(16eB)$. Подставляя в (II.7):

$$r(S, B) = \frac{16\, e\, B\, R_0^2(\pi - 3)^2}{2\, T_e(1 - S)\, \tau_E} \tag{II.14}$$

Следовательно, r линейно растёт с магнитным полем B. Это согласуется с интуитивным ожиданием: усиление магнитного поля подавляет турбулентность. Однако в когерентном реакторе главным управляющим параметром является не B, а S: повышение S экспоненциально увеличивает r через знаменатель $(1 - S)$, тогда как увеличение B — лишь линейно. Это фундаментальное различие определяет стратегию когерентного реактора.

III. АДАПТИВНАЯ φ-ПУЛЬСАЦИЯ

III.1. Проблема

В базовом проекте [1, раздел 3.3] магнитное поле пульсирует с фиксированным отношением $\tau_{n+1}/\tau_n = \varphi$. Анализ броуновского движения [2] раскрывает физический смысл этой пульсации: φ-ритм — не произвольный выбор, а резонансное подавление фрактальности траекторий ионов. При стохастическом (турбулентном) режиме траектории ионов фрактальны (хаусдорфова размерность $d_H = (3 - S)/2 \approx 1{,}5$ при $S \approx 0$). φ-пульсация переводит ионы в режим с пониженной фрактальностью ($d_H \to 1$ при $S \to 1$), где траектории выпрямляются и ионы попадают в резонансное окно кулоновского барьера.

Аналогия из квантовой биологии: квантовая когерентность в фотосинтезе [15] позволяет экситону находить оптимальный путь через антенный комплекс с КПД, близким к 100%, при комнатной температуре. Когерентная плазма аналогичным образом <<находит>> резонансные окна в кулоновском барьере — не за счёт грубого нагрева, а за счёт согласованности движения ионов.

Масштабный фактор между уровнями наблюдения зависит от когерентности [2]:

$$\sqrt{\lambda(S)} = \varphi^{H(S)}, \quad H(S) = \frac{1+S}{2} \tag{III.1}$$

При низком S (начало работы реактора): $H \approx 0{,}5$, масштабный фактор $\approx \sqrt{\varphi} \approx 1{,}272$.

При высоком S (рабочий режим): $H \to 1$, масштабный фактор $\to \varphi \approx 1{,}618$.

Фиксированная φ-пульсация оптимальна только в рабочем режиме, но не на этапе выхода на режим. При φ-пульсации реактор задаёт резонанс между временным масштабом воздействия и естественным масштабом тороидальной иерархии [4]: каждый импульс последовательности $\tau_0,\ \varphi\tau_0,\ \varphi^2\tau_0,\ \ldots$ адресован определённому уровню вложенных торов, и эффективность воздействия максимальна, когда отношение длительностей совпадает с масштабным фактором φ^H.

III.2. Предложение

Заменить фиксированную φ-пульсацию на адаптивную:

$$\tau_{n+1} = \varphi^{H(S_{\text{текущ}})} \cdot \tau_n \tag{III.2}$$

где $S_{\text{текущ}}$ — измеренная когерентность плазмы в реальном времени. На этапе разогрева (S мало): $\tau_{n+1}/\tau_n \approx \sqrt{\varphi} \approx 1{,}272$ — более частые импульсы. На рабочем этапе (S высоко): $\tau_{n+1}/\tau_n \approx \varphi \approx 1{,}618$ — стандартный φ-ритм.

Формула (III.2) обеспечивает непрерывный переход между двумя предельными режимами, причём переход определяется не заранее заданной программой, а текущим состоянием плазмы. Это ключевое отличие от стандартных сценариев разогрева в токамаках, где последовательность фаз нагрева фиксирована оператором.

III.3. Связь с хаусдорфовой размерностью траекторий

Хаусдорфова размерность траекторий ионов определяется экспонентой Хёрста [6]:

$$d_H = \frac{1}{H} = \frac{2}{1+S} \tag{III.3}$$

При $S = 0$: $d_H = 2$ (плоская броуновская траектория). При $S = 1$: $d_H = 1$ (баллистическая прямая). Адаптивная пульсация выбирает временной масштаб, согласованный с текущей фрактальной размерностью траекторий, что обеспечивает максимальный резонансный отклик ионов на каждом этапе работы реактора.

Связь между d_H и эффективностью попадания в резонансное окно $(\pi - 3)^2$: при $d_H \to 1$ траектория ионов выпрямляется, и вероятность попадания в узкое окно шириной $(\pi - 3)^2 \approx 2\%$ возрастает. Оценка: вероятность попадания масштабируется как $P_{\text{window}} \sim (\pi - 3)^{2(d_H - 1)}$, что при $d_H = 1{,}5$ даёт $P \sim 14\%$, а при $d_H = 1{,}1$ — уже $P \sim 72\%$.

III.4. Реализация

FPGA-контроллер (предусмотренный в [1, раздел 3.3]) принимает на вход текущее значение S от спектрометра когерентности и вычисляет $H = (1 + S)/2$. Множитель φ^H вычисляется через таблицу или ряд: $\varphi^H = \exp(H \cdot \ln\varphi)$, где $\ln\varphi = 0{,}48121$ (хранится как константа). Затем формирует последовательность импульсов с адаптивным отношением длительностей.

Дополнительное требование к FPGA-прошивке: вычисление φ^H с точностью не менее 10^{-4} (достаточно полинома Тейлора третьего порядка для exp).

Спецификация FPGA-реализации:

(a) Входной сигнал: $S \in [0; 1]$, 16-битное представление с фиксированной точкой (Q1.15).

(b) Вычисление H: одно сложение и один сдвиг ($H = (1+S) \gg 1$), латентность 1 такт.

(c) Вычисление φ^H: таблица CORDIC или полином Тейлора третьего порядка для $\exp(H \cdot 0{,}48121)$, латентность не более 10 тактов.

(d) Выходной сигнал: длительность следующего импульса τ_{n+1}, 32-битное представление, передаётся на таймер формирования импульса.

(e) Общая латентность: не более 20 тактов при частоте 100 МГц, что соответствует задержке 200 нс — пренебрежимо малой на фоне характерных времён плазменных процессов (μс–мс).

III.5. Числовой пример

Этап запуска: $S = 0{,}05$, $H = 0{,}525$, $\varphi^H = 1{,}282$.

Последовательность от $\tau_0 = 1$ мс: $1{,}000 \to 1{,}282 \to 1{,}643 \to 2{,}106 \to 2{,}700 \to 3{,}461$ мс.

Рабочий режим: $S = 0{,}50$, $H = 0{,}750$, $\varphi^H = 1{,}435$.

Последовательность от $\tau_0 = 1$ мс: $1{,}000 \to 1{,}435 \to 2{,}059 \to 2{,}954 \to 4{,}238 \to 6{,}082$ мс.

Предельный режим: $S = 0{,}90$, $H = 0{,}950$, $\varphi^H = 1{,}580$.

Последовательность от $\tau_0 = 1$ мс: $1{,}000 \to 1{,}580 \to 2{,}496 \to 3{,}943 \to 6{,}230 \to 9{,}843$ мс.

Таблица 2: Параметры адаптивной пульсации для различных значений когерентности

S	H	φ^H	d_H	τ_5/τ_0
0,00	0,500	1,272	2,000	3,30
0,05	0,525	1,282	1,905	3,46
0,20	0,600	1,326	1,667	4,13
0,50	0,750	1,435	1,333	6,08
0,70	0,850	1,510	1,176	7,82
0,90	0,950	1,580	1,053	9,84
1,00	1,000	1,618	1,000	11,09

IV. АНОМАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ ПЛАЗМЫ КАК ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТР

IV.1. Связь аномальной диффузии с когерентностью

Как установлено в разделе II.1, аномальная диффузия плазмы отождествляется с фракционным броуновским движением ионов, управляемым когерентностью S. Из [2]: MSD $\sim t^\alpha$, где $\alpha = 1 + S$. Экспонента аномальной диффузии α измеряема через корреляционный анализ флуктуаций плотности плазмы.

При $\alpha = 1$ ($S = 0$): нормальная диффузия, классическая турбулентность.

При $\alpha > 1$ ($S > 0$): супердиффузия, коллективные моды, баллистический транспорт.

При $\alpha < 1$ ($S < 0$, формально): субдиффузия, ловушки, пониженный транспорт.

IV.2. Связь с реакционной кинетикой

Скорость переконфигурации (в частности, скорость термоядерной реакции) подчиняется обобщённой формуле Крамерса [8]:

$$v_{\text{reconf}} = v_0 \cdot \exp\left(-\frac{I(C)}{D_0(1-S)}\right) \tag{IV.1}$$

где $I(C)$ — инертность конфигурации (аналог высоты кулоновского барьера), $D_0(1-S)$ — эффективная <<температура>> стохастики. При $S \to 1$ эффективная температура стремится к нулю, но ионы когерентно попадают в резонансное окно, и множитель $1/(\pi - 3)^2 \approx 50$ [1] компенсирует экспоненциальное подавление.

Задача когерентного реактора — не подавить диффузию полностью ($S \to 1$ недостижимо по Утверждению 3 [3]), а настроить экспоненту α на оптимальное значение, при котором ионы попадают в резонансное окно $(\pi - 3)^2$ кулоновского барьера. Оптимальное значение определяется условием $\alpha \to 1 + S_{\text{target}}$, где S_{target} соответствует максимальной вероятности туннелирования через резонансное окно.

Разложение формулы Крамерса вблизи оптимума: пусть $S = S_{\text{target}} + \delta S$, тогда

$$v_{\text{reconf}} \approx v_0 \exp\left(-\frac{I(C)}{D_0(1 - S_{\text{target}})}\right)\left[1 + \frac{I(C)\,\delta S}{D_0(1 - S_{\text{target}})^2} + O(\delta S^2)\right] \tag{IV.2}$$

Линейная чувствительность скорости реакции к δS определяется параметром $I(C)/[D_0(1 - S_{\text{target}})^2]$. Для кулоновского барьера D-D реакции при $S_{\text{target}} \sim 0{,}5$: $I(C) \sim 10$ кэВ, $D_0(1 - S_{\text{target}}) \sim 0{,}5$ м^2/с, что даёт высокую чувствительность — изменение S на 0,01 меняет скорость реакции на несколько процентов.

IV.3. Дополнение к контуру обратной связи

В базовом проекте [1, раздел VI.5] контур обратной связи измеряет когерентность S через корреляционную спектроскопию и корректирует фазовые сдвиги магнитных катушек.

Дополнение: параллельно с S измерять экспоненту аномальной диффузии α. Технически это реализуемо через анализ корреляционной функции флуктуаций плотности плазмы — методика, уже применяемая в диагностике турбулентности токамаков [13, 14]. Конкретные шаги:

(a) Анализ временных рядов флуктуаций плотности плазмы (зондовая диагностика или рефлектометрия).

(b) Вычисление MSD из корреляционной функции: $C(\tau) = \langle n(t+\tau)\, n(t)\rangle$.

(c) Определение α из наклона ln MSD(τ) vs ln τ.

Рабочий алгоритм FPGA:

1. Измерить S (корреляционная спектроскопия).

2. Измерить α (MSD-анализ флуктуаций плотности).

3. Проверить согласованность: $\alpha \approx 1 + S$ (если расхождение $> 10\%$ — диагностический сигнал нештатного режима).

4. Вычислить $H = (1 + S)/2$.

5. Скорректировать φ-пульсацию: $\tau_{n+1} = \varphi^H \cdot \tau_n$.

6. Скорректировать фазовые сдвиги катушек, добиваясь $\alpha \to 1 + S_{\text{target}}$, где S_{target} соответствует попаданию в резонансное окно $(\pi - 3)^2$.

IV.4. Методы измерения α в плазменных экспериментах

Экспонента аномальной диффузии α может быть измерена несколькими независимыми методами:

Метод 1. Зондовая диагностика (зонд Ленгмюра). Временной ряд ионного тока насыщения $I_{\text{sat}}(t)$ записывается с частотой дискретизации $\geq\ 1$ МГц. Вычисляется MSD: $\text{MSD}(\tau) = \langle [I_{\text{sat}}(t+\tau) - I_{\text{sat}}(t)]^2 \rangle$. Наклон $\ln \text{MSD}$ vs $\ln \tau$ даёт α. Преимущество: простота и дешевизна. Ограничение: зонд возмущает плазму.

Метод 2. Рефлектометрия. Микроволновый пучок отражается от критического слоя плотности. Фазовые флуктуации отражённого сигнала содержат информацию о флуктуациях плотности. MSD-анализ фазы даёт α. Преимущество: неинвазивный метод. Ограничение: требует калибровки.

Метод 3. Корреляционная спектроскопия рассеянного излучения. Спектральный индекс турбулентности γ связан с α: $\gamma = 1 + \alpha$ [14]. Измерение спектра флуктуаций плотности через рассеяние микроволн или лазерного излучения позволяет определить γ, а через него — α. Преимущество: даёт пространственное разрешение. Ограничение: требует сложной оптической системы.

V. РЕЖИМЫ ПЛАЗМЫ ЧЕРЕЗ ЭКСПОНЕНТУ ХЁРСТА

Систематизация режимов плазмы в терминах ODTOE:

Таблица 3: Режимы плазмы и действия системы управления

α	H	S	Режим плазмы	Действие системы управления
$< 0{,}7$	$< 0{,}35$	$< -0{,}30$	Субдиффузия (ловушки)	Увеличить мощность нагрева
$0{,}7$–$1{,}0$	$0{,}35$–$0{,}50$	$-0{,}30$–0	Норм. турбулентность	Повышать S через φ-пульсацию
$1{,}0$–$1{,}3$	$0{,}50$–$0{,}65$	0–$0{,}30$	Слабая когерентность	Продолжать повышение S
$1{,}3$–$1{,}7$	$0{,}65$–$0{,}85$	$0{,}30$–$0{,}70$	Переходный режим	Адаптировать ритм к φ^H
$1{,}7$–$2{,}0$	$0{,}85$–$1{,}00$	$0{,}70$–$1{,}00$	Когерентная плазма	Рабочий режим, окно $(\pi - 3)^2$

Каждый режим характеризуется качественно различной физикой транспорта. В субдиффузионном режиме ($\alpha < 0{,}7$) ионы <<застревают>> в магнитных ловушках, что указывает на неоптимальную конфигурацию магнитного поля. В режиме нормальной турбулентности ($\alpha \approx 1$) транспорт подчиняется классическому закону диффузии. В переходном режиме ($\alpha \sim 1{,}5$) начинают проявляться коллективные моды, что свидетельствует о зарождении когерентности. В рабочем режиме ($\alpha > 1{,}7$) транспорт носит баллистический характер: ионы движутся коллективно, согласованно, что обеспечивает попадание в резонансное окно кулоновского барьера.

Переход между режимами не резкий, а непрерывный, что определяется непрерывной зависимостью $\alpha = 1 + S$. Однако качественное изменение физики транспорта при пересечении порога S_c (переход r через единицу) создаёт эффективный <<фазовый переход>> плазмы из турбулентного в когерентное состояние.

VI. УТОЧНЁННАЯ ТАБЛИЦА ПАРАМЕТРОВ

Обновление таблицы из [1, раздел VI.7] с учётом новых результатов:

Таблица 4: Сравнение параметров ITER, базового и уточнённого проектов

Параметр	ITER	Базовый проект [1]	Уточнённый проект
R_0	6,2 м	0,3–1 м	0,3–1 м (без изм.)
Преодоление барьера	Нагрев 10^8 К	Резонанс $(\pi-3)^2$	Резонанс $(\pi-3)^2$ (без изм.)
Геометрия	Тороидальная	Тройственная	Тройственная (без изм.)
Пульсация	Нет	φ-пульс. (фикс.)	Адаптивная φ^H-пульсация
Обратная связь	T, p, n_e	Когерентность S	S + экспонента α
Критерий режима	$nT\tau > 3\times10^{21}$	$S > S_c$	$S > S_c$ и $\alpha > 1{,}3$
S_c	Не применимо	Не определён	0,10 (при $R_0 = 0{,}3$ м)
κ	0,128	Не определён	0,902 (при $R_0 = 0{,}3$ м)
Диагностика α	Нет	Нет	MSD-анализ флуктуаций

VII. МЕХАНИЗМ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

VII.1. Описание механизма

Анализ параметра r выявляет механизм самоусиления когерентности, не отмеченный в базовом проекте.

Стартовое состояние: S мало, $r < 1$, турбулентность доминирует.

Шаг 1: φ^H-пульсация создаёт резонансное воздействие на масштабе, соответствующем текущему H.

Шаг 2: Даже малое повышение S снижает $D_{\text{anom}} = D_0(1-S)$ и увеличивает r.

Шаг 3: При $r > 1$ дрейф зазора начинает подавлять турбулентность.

Шаг 4: Подавление турбулентности повышает S (ионы становятся более когерентными).

Шаг 5: Рост S увеличивает H, адаптивная пульсация переходит к более длинным (φ-масштабированным) импульсам.

Шаг 6: Длинные когерентные импульсы эффективнее подавляют турбулентность.

Положительная обратная связь продолжается до достижения рабочего режима ($S \sim 0{,}5$–$0{,}7$), после чего система стабилизируется на уровне, определяемом потерями.

VII.2. Математическая модель динамики $S(t)$

Динамику когерентности можно описать дифференциальным уравнением первого порядка:

$$\frac{dS}{dt} = \gamma_+(S) - \gamma_-(S) \tag{VII.1}$$

где $\gamma_+(S)$ — скорость роста когерентности за счёт φ^H-пульсации и дрейфа зазора, $\gamma_-(S)$ — скорость потери когерентности за счёт столкновений и потерь энергии.

Для простейшей модели: $\gamma_+(S) = \gamma_0 \cdot r(S) = \gamma_0\kappa/(1-S)$, $\gamma_-(S) = \nu \cdot S$, где γ_0 — характерная скорость когерентизации, ν — частота декогеренции. Стационарное состояние определяется уравнением:

$$\frac{\gamma_0\kappa}{1-S^*} = \nu S^* \tag{VII.2}$$

Это квадратное уравнение относительно S^*:

$$\nu(S^*)^2 - \nu S^* + \gamma_0\kappa = 0 \tag{VII.3}$$

$$S^* = \frac{1}{2}\left(1 - \sqrt{1 - 4\gamma_0\kappa/\nu}\right) \tag{VII.4}$$

Стационарное состояние существует при $4\gamma_0\kappa/\nu < 1$. При $4\gamma_0\kappa/\nu > 1$ когерентность нарастает неограниченно — это режим потенциальной дизрапции, требующий ограничителя.

VII.3. Устойчивость и ограничитель

Риск: неконтролируемый рост S может привести к потере плазмы (аналог дизрапции в токамаке). Система управления должна содержать ограничитель: при $S > S_{\max}$ (задаётся оператором) пульсация переключается на стабилизирующий режим.

Алгоритм ограничителя:

(a) При $S < S_c$: режим разогрева, φ^H-пульсация с $H = (1+S)/2$.

(b) При $S_c \leq S \leq S_{\max}$: рабочий режим, адаптивная пульсация, контур обратной связи активен.

(c) При $S > S_{\max}$: стабилизирующий режим, частота пульсации сбрасывается до $\sqrt{\varphi}$-масштабирования (как при запуске), что снижает темп когерентизации.

(d) При $S > S_{\text{crit}}$ (аварийный порог): полное отключение пульсации, сброс тока в катушках.

Численные значения для компактного реактора: $S_c = 0{,}10$, $S_{\text{max}} = 0{,}80$, $S_{\text{crit}} = 0{,}95$.

VIII. СРАВНЕНИЕ С КЛАССИЧЕСКИМИ ПОДХОДАМИ

VIII.1. Критерий Лоусона vs критерий когерентности

Классический критерий зажигания термоядерной реакции (критерий Лоусона) требует:

$$n\,T\,\tau_E > 3 \times 10^{21}\ \text{м}^{-3} \cdot \text{кэВ} \cdot \text{с} \tag{VIII.1}$$

Когерентный реактор предлагает альтернативный критерий:

$$S > S_c = 1 - \kappa, \quad \alpha > 1 + S_c \tag{VIII.2}$$

Ключевое различие: критерий Лоусона требует одновременного достижения высокой плотности, высокой температуры и длительного удержания. Критерий когерентности требует единственного параметра — когерентности S, превышающей порог S_c. Температура, плотность и удержание остаются важными, но их роль переходит от <<необходимого условия>> к <<начальным условиям>>.

VIII.2. Сравнение стратегий управления

Таблица 5: Сравнение стратегий управления: классическая vs когерентная

Характеристика	Классический токамак	Когерентный реактор
Управляемая величина	T, n_e, I_p	S, α
Критерий зажигания	$nT\tau > 3 \times 10^{21}$	$S > S_c$
Стратегия нагрева	Омический + NBI + ECRH	φ^H-пульсация
Борьба с турбулентностью	Шир потока, транспортные барьеры	Когерентное подавление
Обратная связь	PID по T, n_e, β	Адаптивная φ^H по S, α
Масштаб	Большой ($R_0 > 5$ м)	Компактный ($R_0 \sim 0{,}3$ м)
Энергозатраты	Десятки МВт на нагрев	Определяются FPGA-пуль

VIII.3. Аналогия с H-модой

В классических токамаках переход из L-моды (режим низкого удержания) в H-моду (режим высокого удержания) происходит при достижении порога мощности нагрева. H-мода характеризуется формированием транспортного барьера на краю плазмы и снижением турбулентного транспорта в 2–3 раза [14].

В терминах ODTOE: L-H переход — это переход через S_c, при котором r становится больше единицы и дрейф зазора начинает подавлять турбулентность. Формирование транспортного барьера — проявление того, что когерентные ионы <<выстраиваются>> вдоль дрейфовых траекторий, создавая упорядоченный слой. Если эта интерпретация верна, то S_c для L-H перехода можно оценить из параметров конкретного токамака по формуле (II.8).

IX. ДОПОЛНЕНИЕ К ПЛАНУ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

IX.1. Этап 0 (дополнение)

К анализу баз данных ENDF/EXFOR [1, раздел X] добавить: анализ экспоненты аномальной диффузии α в опубликованных данных по турбулентности плазмы в токамаках и стеллараторах. Проверить, коррелирует ли α с параметрами удержания (τ_E, β, q-фактор).

Конкретная задача: собрать данные по измерениям H (экспоненты Хёрста) в плазменных экспериментах. Литература по турбулентности плазмы содержит измерения спектральных индексов, которые связаны с H. Если обнаружится корреляция H с q-фактором (близость к φ), это будет косвенным подтверждением ODTOE-подхода.

Стоимость: 0 (анализ данных). Срок: 1–2 месяца.

IX.2. Этап 1 (дополнение)

К фузору с φ-пульсацией [1, раздел X] добавить: измерение экспоненты аномальной диффузии α через анализ флуктуаций тока разряда. Современные осциллографы (пропускная способность > 1 ГГц, стоимость ~ 2000 EUR) позволяют записывать временные ряды с достаточным разрешением.

Фальсифицируемое предсказание F9: экспонента α коррелирует с фазой φ-пульсации. В моменты совпадения ритма пульсации с φ^H-масштабом α увеличивается (когерентность растёт).

Протокол эксперимента:

(a) Установить фузор с φ-пульсацией по спецификации [1].

(b) Записать временной ряд тока разряда $I(t)$ с частотой дискретизации 10 МГц в течение 100 импульсов.

(c) Для каждого импульса вычислить MSD и определить α.

(d) Построить зависимость α от номера импульса в φ-последовательности.

(e) Проверить гипотезу: α максимален, когда τ_{n+1}/τ_n ближе всего к φ^H для текущего S.

Дополнительное оборудование: осциллограф с записью ($\sim$ 2000 EUR), зонд Ленгмюра (~ 500 EUR). Общее дополнение к бюджету этапа 1: 2500 EUR.

IX.3. Этап 2 (дополнение)

Реализация адаптивной φ^H-пульсации вместо фиксированной φ-пульсации. Обновление FPGA-прошивки (программная модификация, стоимость ~ 0). Добавление канала измерения α в контур обратной связи.

Фальсифицируемое предсказание F10: адаптивная φ^H-пульсация даёт более высокий нейтронный выход (при D-D реакции), чем фиксированная φ-пульсация, при прочих равных условиях.

Протокол эксперимента:

(a) Запустить серию из $N = 50$ разрядов с фиксированной φ-пульсацией, измерить нейтронный выход Y_{fixed}.

(b) Запустить серию из $N = 50$ разрядов с адаптивной φ^H-пульсацией, измерить нейтронный выход Y_{adaptive}.

(c) Статистический критерий: t-тест Стьюдента, уровень значимости $p < 0{,}05$.

(d) Предсказание: $Y_{\text{adaptive}}/Y_{\text{fixed}} > 1{,}2$ (минимально различимый эффект).

IX.4. Сводная таблица экспериментальных этапов

Таблица 6: Сводка этапов экспериментальной программы (дополнения)

Этап	Задача	Бюджет, EUR	Срок
0	Анализ α в опубликованных данных	0	1–2 мес.
1	Измерение α в фузоре с φ-пульс.	2 500	3–6 мес.
2	Адаптивная φ^H-пульсация, тест F10	~ 0	1–2 мес.

X. ДЕМАРКАЦИЯ

Таблица 7: Демаркация утверждений

Утверждение	Статус
$H(S) = (1+S)/2$	Гипотеза, верифицирована на синт. данных [2]
$r = R_0^2(\pi-3)^2\varphi^d/[2D_0(1-S)\tau_0]$	Следует из ODTOE + теория БД [2]
$S_c \approx 0{,}10$ для $R_0 = 0{,}3$ м	Оценка, зависит от D_{anom}
Адаптивная φ^H-пульсация эффективнее	Фальсифицируемое предсказание (F10)
α коррелирует с фазой пульсации	Фальсифицируемое предсказание (F9)
Полож. обратная связь $S \to r \to S$	Гипотеза, проверяемая на этапе 2
Резонансные окна шириной $(\pi-3)^2$	Гипотеза из [1], не затронута
Тройственная геометрия	Гипотеза из [1], не затронута
L-H переход как $r = 1$	Новая гипотеза, проверяемая на этапе 0

XI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ броуновского движения в ODTOE [2] дал три конкретных дополнения к проекту когерентного реактора.

Первое: количественный критерий перехода к когерентному режиму ($r = 1$, $S > S_c$). Для компактного реактора ($R_0 \sim 0{,}3$ м) $S_c \approx 0{,}10$ — существенно ниже, чем для ITER-масштаба ($S_c \approx 0{,}87$). Компактность облегчает достижение когерентности. Введён безразмерный конструктивный параметр $\kappa = R_0^2(\pi - 3)^2/(2D_{\text{anom}}\tau_E)$, позволяющий сравнивать различные установки.

Второе: адаптивная φ^H-пульсация, в которой ритм магнитного поля подстраивается под текущую когерентность. Реализуется программной модификацией FPGA без изменения аппаратуры. Масштабный фактор непрерывно изменяется от $\sqrt{\varphi} \approx 1{,}272$ (этап запуска) до $\varphi \approx 1{,}618$ (рабочий режим) через формулу $\varphi^{(1+S)/2}$.

Третье: экспонента аномальной диффузии $\alpha = 1 + S$ как измеряемый диагностический параметр. Добавляет второй канал обратной связи, позволяющий контролировать режим плазмы и обнаруживать нештатные ситуации. Три независимых метода измерения α (зондовая диагностика, рефлектометрия, корреляционная спектроскопия) обеспечивают избыточность диагностики.

Все три дополнения не противоречат базовому проекту [1] и не требуют пересмотра его архитектуры: резонансные окна $(\pi-3)^2$, тройственная геометрия и обратная связь по S остаются фундаментом. Дополнения уточняют параметры и расширяют диагностику.

Механизм положительной обратной связи ($S \to r \to S$) указывает на возможность <<когерентного зажигания>> — самоподдерживающегося роста когерентности после преодоления порога S_c. Математическая модель (VII.1)–(VII.4) определяет условия существования стационарного состояния и необходимость ограничителя для предотвращения когерентной дизрапции.

Предложенная интерпретация L-H перехода как перехода через S_c связывает

ODTOE-подход с обширным массивом экспериментальных данных по токамакам и может быть проверена на этапе 0 экспериментальной программы.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено без привлечения внешнего финансирования.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Панкратов А.С. Когерентный термоядерный реактор: концептуальный проект на основе ODTOE // Препринт. — 2025.

[2] Панкратов А.С. Броуновское движение как проявление наблюдательной архитектуры: экспонента Хёрста, когерентность и масштабный фактор φ // Препринт. — 2025.

[3] Панкратов А.С. Наблюдатель-зависимая теория всего (ODTOE) // Препринт. — 2025. — 47 с.

[4] Панкратов А.С. Тороидальная топология реальности: вложенные φ-торы // Препринт. — 2025.

[5] Панкратов А.С. Постоянная Планка из архитектуры наблюдения // Препринт. — 2025.

[6] Mandelbrot B.B., van Ness J.W. Fractional Brownian Motions, Fractional Noises and Applications // SIAM Review. — 1968. — Vol. 10, No. 4. — P. 422–437.

[7] Metzler R., Klafter J. The Random Walk's Guide to Anomalous Diffusion // Physics Reports. — 2000. — Vol. 339, No. 1. — P. 1–77.

[8] Kramers H.A. Brownian Motion in a Field of Force and the Diffusion Model of Chemical Reactions // Physica. — 1940. — Vol. 7, No. 4. — P. 284–304.

[9] Li T., Raizen M.G. Brownian Motion at Short Time Scales // Annalen der Physik. — 2013. — Vol. 525, No. 4. — P. 281–295.

[10] Balcerek M. et al. Fractional Brownian Motion with Random Hurst Exponent // Chaos. — 2022. — Vol. 32, No. 9. — Art. 093114.

[11] Chen C.C. et al. Continuous Bose-Einstein Condensation // Nature. — 2022. — Vol. 606. — P. 683–687.

[12] Munoz-Gil G. et al. Objective Comparison of Methods to Decode Anomalous Diffusion // Nature Communications. — 2021. — Vol. 12. — Art. 6253.

[13] Greenwald M. et al. A New Look at Density Limits in Tokamaks // Nuclear Fusion. — 2002. — Vol. 42, No. 5. — P. 515–524.

[14] Diamond P.H. et al. Zonal Flows in Plasma — A Review // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2005. — Vol. 47, No. 5. — P. R35–R161.

[15] Engel G.S. et al. Evidence for Wavelike Energy Transfer through Quantum Coherence in Photosynthetic Systems // Nature. — 2007. — Vol. 446. — P. 782–786.

[16] Kubo R. The Fluctuation-Dissipation Theorem // Reports on Progress in Physics. — 1966. — Vol. 29, No. 1. — P. 255–284.