

УДК 533.952:533.951.8:621.039.61

Безэлектродный стабилизированный Z/Θ-пинч с геликоновым механизмом «сдвига потока»: концепция и оценка эффективности

Автор: Максимов Максим Владимирович

Организация: частный исследовательский проект

E-mail: maksum.arakaev@yandex.ru

Телефон: +79046667422

1. Аннотация

Рассматривается концепция безэлектродного, внешне стабилизированного Z/Θ-пинча в полностью ионизированной дейтериевой плазме, как потенциального источника термоядерной энергии с балансом $Q > 1$. Предлагаемая схема включает пять ключевых этапов: (А) геликоновая волна формирует фоновую плазму (ионизация и нагрев до ~ 1 эВ) в цилиндрической ловушке с продольным полем $B_z \approx 5$ Тл при плотности $n_0 \sim 10^{19} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$; (В) локальный ионно-циклотронный нагрев (ICRH) ионов осевого шнура до 10 кэВ с быстрой электрон-ионной термализацией, обеспечивающей металлическую проводимость канала ($\sigma \sim 10^7 \text{ См/м}$); (С) короткий слаботочный индукционный импульс («лидер»), который за счёт скин-эффекта формирует тонкую контрастную цилиндрическую оболочку — детерминированную поверхность протекания тока; (D) предварительная θ -стабилизация слабым азимутальным током, создающая винтовую (screw-pinch) конфигурацию, и геликоновая передача углового момента для сдвигового вращения шнура; (Е) высокоамплитудный безэлектродный продольный ток, индуцирующий радиальную имплозию с коэффициентом сжатия K_r , и удержание сжатой конфигурации за счёт комбинации продольного поля и динамической подпитки магнитного потока.

Показано, что радиальное сжатие $K_r = 3 - 9$ выполняет роль адиабатического усилителя плотности и температуры ($T \propto K_r^{4/3}$), переводящего реакцию D–D в рабочее реакционное окно, в котором мощность синтеза превышает тормозное излучение. Поскольку обе величины масштабируются как n^2 , отношение $P_{\text{fus}}/P_{\text{brem}}$ не зависит от плотности и монотонно растёт с температурой: от $\sim 0,2$ при 10 кэВ до паритета при $T \gtrsim 30$ кэВ и потолка $P_{\text{fus}}/P_{\text{brem}} \approx 3,7$ при $K_r \approx 8 - 9$, где реактивность D–D выходит на плато. С учётом разовых затрат на разогрев и магнитную энергию выигрыш стремится к этому асимптотическому пределу при достаточном времени удержания, причём более плотная плазма сокращает требуемую длительность квазистатической фазы.

Анализ устойчивости выявляет главное ограничение концепции: масштаб роста пинчевых неустойчивостей (перетяжка, изгиб) задаётся Альфвеновским временем порядка наносекунд, что требует активной внешней стабилизации для достижения практически значимого времени удержания. Предложенный комплекс механизмов — продольное поле (усиливающееся при сжатии как $B_z \propto K_r^2$ за счёт вмороженности магнитного потока), θ -стабилизация, индукционный «лидер» и геликоновое сдвиговое вращение — способен растянуть квазистатическую фазу на 1–3 порядка, до микросекундного диапазона. Обсуждаются требуемые параметры тока и магнитных полей при $\beta \approx 1$: для $n_0 = 10^{19} \text{ м}^{-3}$ — ток $\sim 12 \text{ МА}$ и азимутальное поле $\sim 40 \text{ Тл}$ (экстремально, но в зоне инженерной достижимости), тогда как для $n_0 = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ требуются токи в сотни мегаампер, выходящие за практические пределы.

Концепция представляется физически обоснованной, как термоядерный «усилитель температуры и плотности» с достижимым балансом $Q > 1$ по полной мощности реакции D–D в окне $K_r \gtrsim 4\text{--}5$, при том что практическая реализация ограничена прежде всего требованиями к стабилизации пинча и амплитуде продольного тока.

2. Введение и концепция

2.1. Общая идея

Настоящая работа рассматривает возможность создания термоядерного источника с балансом энергии $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{loss}} > 1$ на основе безэлектродного, внешне стабилизированного Z/Θ -пинча в полностью ионизированной дейтериевой плазме. Основная физическая идея заключается в использовании радиальной имплозии, как адиабатического усилителя температуры: сжатие плазменного шнура повышает, как плотность, так и температуру, переводя слабореакционную D–D-систему из диапазона, где тормозное излучение доминирует, в рабочее окно, где мощность синтеза начинает превышать радиационные потери. Ключевой особенностью предлагаемой схемы является её **безэлектродность** — продольный ток, создающий сжимающее азимутальное магнитное поле, индуцируется без механических (гальванических) электродов, что устраняет проблемы эрозии и тепловых потерь на контактах, характерные для классических пинчевых установок.

2.2. Исходная конфигурация ловушки

Рассматривается цилиндрическая магнитная ловушка с продольным магнитным полем $B_z \approx 5 \text{ Тл}$, заполненная **полностью ионизированной дейтериевой плазмой** с плотностью $n_0 = 10^{19}\text{--}10^{21} \text{ м}^{-3}$ и начальной температурой $T \approx 1 \text{ эВ}$. Выбор дейтерия обусловлен доступностью топлива и отсутствием необходимости в тритии, что снимает вопросы наработки радиоактивного топлива; цена этого выбора — маргинальность реакции D–D по отношению к тормозному

излучению, которая, как будет показано, преодолевается сжатием. При температуре 1 эВ плазма холодная и слабо проводящая; её высокая степень ионизации при столь низкой температуре обеспечивается, в частности, предварительной подготовкой (например: электронной инжекцией, геликонной волной, TG - волной), поддерживающей равновесное состояние полной ионизации.

2.3. Создание высокопроводящего осевого канала (ICRH-нагрев)

В осевой области ловушки (радиус $r=0,1$ м, $L \sim 1$ м) ионно-циклотронным резонансным нагревом (ICRH) ионы дейтерия за **непродолжительный промежуток времени (~ 3 мс) разогреваются до $T_i \approx 10$ кэВ**. Ионно-циклотронный нагрев выбран по двум причинам. Во-первых, именно ионная температура и плотность определяют реактивность D–D, поэтому нагрев вкладывает энергию непосредственно в «реакционную» компоненту. Во-вторых, электронная компонента, получающая энергию от ионов через кулоновскую релаксацию, неизбежно подтягивается к той же температуре.

Здесь важна последовательность: хотя для термоядерного синтеза важен ионный нагрев, для создания **проводящего канала** нужна горячая электронная компонента, поскольку Спитцеровская проводимость $\sigma \propto T_e^{3/2}$. Вследствие быстрой электрон-ионной термализации (время $\tau_{ei} \propto T^{3/2}/n$ при рассматриваемых плотностях составляет микро- и наносекунды) электроны достигают $T_e \sim 1$ кэВ практически сразу после разогрева ионов. При этом проводимость канала составляет $\sigma \sim 10^7$ См/м — величину, сравнимую с проводимостью металлов. Таким образом, **один и тот же процесс (ICRH-нагрев ионов) одновременно готовит и реакционную, и проводящую компоненту**, не требуя отдельного электронного нагрева.

2.4. Безэлектродный запуск тока и имплозия

По сформированному высокопроводящему каналу **безэлектродно** запускается продольный ток высокой амплитуды (например, индукционно — через изменяющееся внешнее магнитное поле). Протекающий ток создаёт азимутальное магнитное поле B_θ , которое сжимает плазму — возникает Z-пинч. Поскольку ток течёт по предварительно созданному, пространственно локализованному и высокопроводящему каналу, сжатие оказывается **детерминированным и пространственно контролируемым**, в отличие от классического пробойного Z-пинча, где разряд ищет случайный путь. Радиальное сжатие в K_r раз повышает плотность как $n=n_0 K_r^2$ и температуру как $T=T_0 K_r^{4/3}$.

2.5. Стабилизация сжатой конфигурации

Классический Z-пинч неустойчив к модам перетяжки (sausage) и изгиба (kink), растущим на Альфвеновском времени порядка наносекунд. Для достижения практически значимого времени удержания применяется комплекс стабилизирующих механизмов:

- **Продольное магнитное поле B_z** — усиливается при сжатии в соответствии с законом сохранения магнитного потока ($B_z \propto K_r^2$), что обеспечивает подавление изгибных мод и стабилизацию перетяжки.
- **Индукционный лидер** — формирует контрастную токовую оболочку за счёт скин-эффекта, обеспечивая детерминированную поверхность протекания тока.
- **Предварительная Θ -стабилизация** — создание винтовой конфигурации слабым азимутальным током, который индуцируется быстрым изменением аксиального магнитного потока.
- **Геликоновая передача углового момента** — создание сдвигового вращения плазменного шнура, подавляющего неустойчивости за счёт дифференциального вращения.
- **Динамическая подпитка магнитного потока** — контролируемое нарастание продольного поля в процессе имплозии, согласованное с динамикой сжатия.

Комбинация этих механизмов позволяет увеличить время удержания на 1–3 порядка относительно Альфвеновского масштаба, доводя его до микросекундного диапазона.

Важным фактором стабилизации является сохранение замороженного продольного поля при сжатии, что создаёт дополнительное стабилизирующее воздействие без дополнительных энергетических затрат.

2.6. Энергетическая цель

Целевым показателем является отношение $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{loss}} > 1$. Как будет показано в разделе 3, обе ключевые величины — мощность синтеза $P_{\text{fus}} \propto n^2 \langle \sigma v \rangle$ и тормозные потери $P_{\text{Br}} \propto n^2 T^{1/2}$ — масштабируются с квадратом плотности, вследствие чего их отношение не зависит от плотности и определяется температурой. Поэтому достижение $Q > 1$ сводится к выведению системы в температурное окно $T \gtrsim 30$ кэВ, которое обеспечивается сжатием. Инженерная реализуемость при этом ограничена прежде всего требованиями к амплитуде продольного тока и внешней стабилизации (разделы 3.7–3.8).

2.7. Структура работы

Раздел 3 содержит теоретическую модель: проводимость, термализацию, тормозное излучение, реактивность D–D, энергетический баланс, адиабатическое сжатие, равновесие и устойчивость пинча. Раздел 4 анализирует энергетическое рабочее окно и оптимум по параметрам сжатия. Раздел 5 оценивает пределы устойчивости и времени удержания. Раздел 6 обсуждает дополнительные физические принципы стабилизации квазистатического состояния Z/Θ - пинча. Раздел 7 содержит выводы.

3. Теоретическая модель

3.1. Проводимость полностью ионизированной плазмы

В основе схемы лежит создание высокопроводящего осевого канала, по которому запускается продольный ток. Проводимость полностью ионизированной плазмы описывается моделью Спитцера. Для продольной (вдоль магнитного поля) проводимости однозарядной плазмы:

$$\sigma_{\parallel} = (19100 T_e^{3/2}) / \ln \Lambda \quad [\text{См/м}], \quad T_e \text{ в кэВ},$$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм. При $T_e \approx 1$ кэВ и $n \sim 10^{19} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$ $\ln \Lambda \approx 16$, что даёт $\sigma_{\parallel} \approx 1,2 \times 10^7 \text{ См/м}$ — величину, превышающую проводимость меди ($\approx 6 \times 10^7 \text{ См/м}$ сравнима, а при $T_e > 1,3$ кэВ проводимость превосходит её). Именно этот факт делает шнур пригодным проводником для безэлектродного запуска тока.

Важное следствие: проводимость растёт с температурой как $T_e^{3/2}$, поэтому при процедуре имплозии электронная температура начнет увеличиваться, что приведет к значительному росту проводимости и возможно коллапсному механизму радиального сжатия, который стабилизируется продольным B_z – полем и временным профилем индукционной напряженности E_z – поля.

3.2. Электрон-ионная термализация

Двухтемпературное состояние ($T_i \neq T_e$) релаксирует за Спитцеровское время:

$$\tau_{ei} = (\{3m_e m_i (4\pi\epsilon_0)^2\} / \{8(2\pi)^{1/2} n_i Z^2 e^4 \ln(\Lambda)\}) (k_B T_e / m_e + k_B T_i / m_i)^{3/2}$$

Для дейтерия при $T_e \approx T_i$:

$$\tau_{ei} [\text{с}] \approx (1,2 \times 10^{18} T_e^{3/2} [\text{кэВ}]) / n_e [\text{м}^{-3}] \ln(\Lambda)$$

Ключевое свойство: **магнитное поле не входит в τ_{ei}** — оно меняет транспорт (куда улетают частицы между столкновениями), но не частоту кулоновских столкновений, определяющую выравнивание температур. Поэтому термализация $T_e \rightarrow T_i$ происходит на микросекундных масштабах при $n \gtrsim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ независимо от

величины индукции магнитного поля B . Время релаксации $\tau_{ei} \propto T^{3/2}/n$: в плотной плазме компоненты практически «слиты» по температуре.

3.3. Тормозное излучение

Объёмная мощность теплового тормозного Бремс-излучения рассчитывается по формуле (в согласованных единицах м^{-3} , кэВ):

$$P_{Br} = 4,8 \times 10^{-37} \cdot Z \cdot n_e^2 \cdot T_e \text{ [кэВ] [Вт/м}^3\text{]},$$

где Z — заряд иона (для дейтерия $Z=1$, $n_e=n_i=n$). Коэффициент учитывает фактор Гаунта $g_{ff} \approx 1,1$.

Важное замечание: классическая форма $P_{Br} = 1,4 \times 10^{-32} \cdot n^2 \cdot T \text{ [эВ]}$ записана для плотности в см^{-3} , и подстановка в неё метрической плотности приводит к завышению на 10^6 . В расчётах используется только согласованная метрическая форма.

Для сравнения приведём типичные значения мощности тормозного излучения в других установках:

- В ТОКАМАКАх при плотности $n \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и температуре $T_e \sim 10 \text{ кэВ}$: $P_{Br} \sim 10^6 \text{ Вт/м}^3$
- В СТЕЛЛАРАТОРах аналогичные порядки величин

При параметрах нашей системы (для примера при $n=10^{20} \text{ м}^{-3}$, $T_e=10 \text{ кэВ}$):
 $P_{Br} = 4,8 \times 10^{-37} \cdot 1 \cdot (10^{20})^2 \cdot 10 = 4,8 \times 10^6 \text{ Вт/м}^3$

Вывод: расчётная мощность тормозного излучения согласуется с известными данными для других плазменных установок. При этом в плотной плазме мощность тормозного излучения остаётся управляемой величиной благодаря:

- Эффективной термализации (быстрому выравниванию $T_e \approx T_i$)
- Высокой теплопроводности плазмы
- Возможному подавлению переноса энергии магнитным полем

3.4. Реактивность D–D

Скорость реакции D–D задаётся термоядерной реактивностью $\langle \sigma v \rangle$, аппроксимируемой по Бошу–Хейлу. Ввиду тождественности реагентов плотность входит с фактором $1/2$:

$$dn/dt = -0,5 n^2 \langle \sigma v \rangle_{DD}$$

Полная реактивность (обе ветви: $D+D \rightarrow T+p$ и $D+D \rightarrow {}^3\text{He}+n$) при $T=10$ кэВ составляет $\langle\sigma v\rangle \approx 1,2 \times 10^{-24}$ м³/с, а при 100 кэВ — $4,9 \times 10^{-23}$ м³/с. Средняя энергосодержательность реакции $E_{\text{fus}} \approx 3,65$ МэВ на акт; $\sim 2/3$ энергии уносится нейтронами и не греет плазму.

3.5. Энергетический баланс и рабочее окно

Мощность синтеза и тормозные потери в объёме V :

$$P_{\text{fus}} = 0,5n^2\langle\sigma v\rangle E_{\text{fus}}V, \quad P_{\text{Br}} = 4,8 \times 10^{-37}n^2T_e^{1/2}V$$

Обе величины $\propto n^2V$, поэтому **отношение не зависит от плотности**:

$$P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}} = (0,5\langle\sigma v\rangle E_{\text{fus}})/(4,8 \times 10^{-37}T^{1/2})$$

При $T_e = T_i = T$ это даёт монотонный рост от 0,2 при 10 кэВ до паритета при $T \approx 30$ кэВ и потолка $\sim 3,7$ при $T \approx 200$ кэВ (где реактивность выходит на плато). Баланс с учётом разовых затрат на разогрев $E_{\text{heat}} = 3nk_B T$ и магнитную энергию $W_B = B^2/2\mu_0$:

$$Q = P_{\text{fus}}\tau / (E_{\text{heat}} + W_B + P_{\text{Br}}\tau)$$

стремится к асимптотическому пределу $P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}}$ при τ , достаточном для «растворения» разовых затрат. Более плотная плазма сокращает требуемое τ , поскольку $E_{\text{heat}}, W_B \propto n$, тогда как $P_{\text{fus}} \propto n^2$.

Верификация реактивности $\langle\sigma v\rangle$

Для подтверждения корректности используемых значений $\langle\sigma v\rangle$ в таблице ниже приведены справочные данные по усреднённой реактивности D–D-реакции при различных температурах (по аппроксимации Bosch & Hale, Nuclear Fusion, 1992).

Т, кэВ	$\langle\sigma v\rangle_{DD}$, м ³ /с
10	$1,2 \times 10^{-24}$
20	$5,0 \times 10^{-24}$
30	$1,0 \times 10^{-23}$
40	$1,55 \times 10^{-23}$
50	$2,1 \times 10^{-23}$
80	$3,8 \times 10^{-23}$
100	$4,9 \times 10^{-23}$
150	$7,4 \times 10^{-23}$

T, кэВ	$\langle\sigma v\rangle_{DD}$, м ³ /с
200	$9,5 \times 10^{-23}$

3.6. Адиабатическое сжатие

Радиальная имплозия цилиндра (длина неизменна, радиус уменьшается в K_r раз) сжимает плазму по 2D-закону:

$$n=n_0 \times K_r^2, T \propto n^{2/3} \Rightarrow T=T_0 \times K_r^{4/3}$$

Сжатие служит адиабатическим усилителем температуры: из начальных $T_0=10$ кэВ получаем $T \approx 43$ кэВ при $K_r=3$ и $T \approx 86$ кэВ при $K_r=5$. Именно это выводит D–D в рабочее окно, где $P_{fus} > P_{Br}$.

3.7. Равновесие Z-пинча и требуемые токи

При $\beta \approx 1$ магнитное давление азимутального поля уравнивает газокINETическое:

$$B_\theta^2/2\mu_0 = nk_B(T_e + T_i), B_\theta = \mu_0 I / (2\pi a)$$

откуда требуемый продольный ток $I = \pi a \cdot (8\pi n k_B T / \mu_0)^{1/2}$. Расчёт для $K_r=5$, $a=0,02$ м, $T \approx 86$ кэВ:

n_0 , м ⁻³	I, МА	B_θ , Тл
10^{19}	12	16
10^{20}	38	51
10^{21}	119	160

3.8. Устойчивость и время удержания

Масштаб роста пинчевых неустойчивостей (перетяжка, изгиб) задаётся Альфвеновским временем:

$$\tau_A = a(2\mu_0 n m_i)^{1/2} / B_\theta$$

Без внешней стабилизации $\tau_A \sim 10\text{--}200$ нс. Активная стабилизация (продольное поле B_z , реверсивный профиль реверс-пинча, динамическая подпитка потока) способна растянуть это время на 1–2 порядка, что и определяет достижимое квазистатическое время удержания. Подавление радиальной

электронной теплопроводности сильным полем ($k_{e\perp} \propto B^{-2}$) удерживает теплозапас в канале.

4. Энергетическое рабочее окно и оптимум

4.1. Отношение «синтез / тормозное излучение» не зависит от плотности

Центральный результат энергетического анализа — независимость баланса от плотности. Мощность синтеза и тормозные потери в объёме V имеют вид:

$$P_{\text{fus}} = (1/2)n^2 \langle \sigma v \rangle_{\text{DD}} E_{\text{fus}} V, \quad P_{\text{Br}} = 4,8 \times 10^{-37} n^2 T_e V$$

Обе величины пропорциональны $n^2 V$, поэтому отношение сокращается:

$$P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}} = (1/2 \langle \sigma v \rangle_{\text{DD}} E_{\text{fus}}) / (4,8 \times 10^{-37} T^{1/2}) = 5,5 \times 10^{23} \langle \sigma v \rangle_{\text{DD}} / (T^{1/2} [\text{кэВ}]),$$

где принято $T_e = T_i = T$ (термализованная плазма) и $E_{\text{fus}} = 3,65$ МэВ. **Следствие:** плотность и объём не являются параметрами оптимизации баланса — он определяется исключительно температурой через реактивность $\langle \sigma v \rangle_{\text{DD}}(T)$ и корень $T^{1/2}$.

4.2. Универсальная кривая $P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}}(T)$

Реактивность D–D взята по аппроксимации Боша–Хейла (суммарно по обеим ветвям). Результат монотонно растёт с температурой:

$T, \text{кэВ}$	$\langle \sigma v \rangle_{\text{DD}}, \text{м}^3/\text{с}$	$P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}}$
10	$1,2 \times 10^{-24}$	0,21
20	$5,0 \times 10^{-24}$	0,62
30	$1,0 \times 10^{-23}$	1,11
40	$1,55 \times 10^{-23}$	1,52
50	$2,1 \times 10^{-23}$	1,82
80	$3,8 \times 10^{-23}$	2,60
100	$4,9 \times 10^{-23}$	3,0
150	$7,4 \times 10^{-23}$	3,6
200	$9,5 \times 10^{-23}$	3,7

Кривая имеет характерную форму: стремительный рост в диапазоне 10–30 кэВ, затем плавное насыщение. Три характерные точки:

- **Порог паритета** $P_{\text{fus}}=P_{\text{Br}}$ достигается при $T \approx 28\text{--}30$ кэВ — ниже этой температуры тормозное излучение доминирует, выше — синтез начинает выигрывать.
- **Умеренный запас** при 50–100 кэВ: $P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}} \approx 1,8\text{--}3,0$.
- **Потолок** $\approx 3,7$ при $T \gtrsim 150\text{--}200$, где реактивность D–D выходит на плато (сечение перестаёт расти с энергией).

4.3. Учёт затрат на разогрев и магнитную энергию

Полный баланс включает разовые затраты на разогрев плазмы до температуры T и на запасённую магнитную энергию:

$$E_{\text{heat}} = 3nk_B T, \quad W_{Bz} = B_z^2 / 2\mu_0$$

Тогда коэффициент энергетического выигрыша за время удержания τ :

$$Q(\tau) = (P_{\text{fus}} \tau) / (E_{\text{heat}} + W_{Bz} + P_{\text{Br}} \tau)$$

Анализ этого выражения даёт два режима:

- **Малое τ** : знаменатель определяется разовыми затратами $E_{\text{heat}} + W_B$, и Q растёт линейно с τ .
- **Большое τ** : знаменатель $\approx P_{\text{Br}} \tau$, и Q стремится к асимптотическому пределу $P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}} \approx 3,7$.

Поскольку $E_{\text{heat}}, W_B \propto n$, а $P_{\text{fus}} \propto n^2$, **более плотная плазма сокращает требуемое время удержания** для выхода на потолок: разовые затраты «растворяются» на фоне мощного синтеза. При $n_0 = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ энергия разогрева составляет лишь проценты от синтезной энергии за 1 мс, поэтому порог $Q > 1$ практически совпадает с температурой паритета по тормозному излучению.

4.4. Сжатие как инструмент достижения рабочего окна

Радиальная имплозия повышает температуру адиабатически: $T = T_0 K_r^{4/3}$. При начальной температуре ионов $T_0 = 10$ кэВ:

K_r	T , кэВ	$P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}}$
2	25	$\sim 0,9$
3	43	$\sim 1,7$
4	63	$\sim 2,3$
5	86	2,6
7	140	3,3
8–9	160–187	$\sim 3,7$

K_r	T, кэВ	P_{fus}/P_{Br}
10	215	~3,5 (плато, спад)

Видно, что сжатие **всего в 3–5 раз** переводит систему из зоны, где тормозное излучение доминирует ($K_r < 3$), в зону уверенного превышения $P_{fus} > P_{Br}$. Дальнейшее сжатие до $K_r \approx 8-9$ выводит на потолок, после чего выигрыш исчезает — реактивность D–D насыщается.

4.5. Оптимум

Совокупность результатов позволяет сформулировать оптимум:

1. **По температуре/сжатию:** рабочее окно открывается при $K_r \gtrsim 3-4$ (паритет), максимум выигрыша — при $K_r \approx 8-9$ ($P_{fus}/P_{Br} \approx 3,7$).
2. **По плотности:** потолок от плотности не зависит, однако плотность определяет, **какое время удержания** нужно для достижения этого потолка. Плотная плазма ($n_0 \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$) достигает $Q > 1$ за микросекунды, разреженная (10^{19} м^{-3}) — за миллисекунды.
3. **По времени удержания:** критический параметр — длительность квазистатической фазы, ограниченная устойчивостью пинча (раздел 5), а не тормозным излучением.

5. Устойчивость и пределы удержания

5.1. Постановка задачи: что ограничивает квазистатическую фазу

Энергетический анализ (раздел 4) показал, что тормозное излучение не является лимитирующим фактором: время, за которое радиационные потери уносят теплозапас, при рассматриваемых плотностях составляет секунды и десятки секунд — на много порядков больше любого достижимого удержания. Реальное ограничение длительности квазистатической фазы лежит в плоскости **магнитогидродинамической устойчивости пинча**.

Классический Z-пинч неустойчив к двум основным модам:

- **Перетяжка (sausage, $m=0$)** — плазменный столб разбивается на «бусинки», сжимаясь и разрываясь в местах перетяжек;
- **Изгиб (kink, $m=1$)** — столб изгибается в винтовую спираль и выбрасывается на стенку.

Обе моды растут из-за сильного азимутального поля B_θ , создаваемого продольным током. Время их роста задаётся **Альфвеновским масштабом**.

5.2. Альфвеновское время как масштаб неустойчивостей

Характерное время роста пинчевых неустойчивостей:

$$\tau_A = a(2\mu_0 n m_i)^{1/2} / B_\theta,$$

где a — радиус шнура, n — плотность, m_i — масса иона, B_θ — азимутальное поле на краю. Это время того же порядка, что и время прохождения Альфвеновской волны через радиус плазмы.

Для сжатой конфигурации ($K_r=5$, $a=0,02$ м, $T \approx 86$ кэВ) при условии $\beta \approx 1$ ($B_\theta = 2\mu_0 n k_B T$):

$n_0, \text{м}^{-3}$	$n, \text{м}^{-3}$	$B_\theta, \text{Тл}$	τ_A
10^{19}	$2,5 \times 10^{20}$	16	~23 нс
10^{20}	$2,5 \times 10^{21}$	51	~70 нс
10^{21}	$2,5 \times 10^{22}$	160	~220 нс

Ключевой вывод: **без внешней стабилизации квазистатическая фаза ограничена наносекундами (23–220 нс), независимо от плотности.** Альфвеновское время растёт с плотностью как $\tau_A \propto n^{1/2}$, поэтому плотная плазма устойчивее разреженной, но всё равно остаётся в наносекундном диапазоне.

5.3. Требуемые токи и поля при $\beta \approx 1$

Условие равновесия — равенство магнитного давления азимутального поля и газокINETического давления плазмы:

$$B_\theta^2 / 2\mu_0 = nk_B(T_e + T_i), \quad B_\theta = \mu_0 I / 2\pi a$$

Требуемый продольный ток при $T \approx 86$ кэВ ($K_r=5$, $a=0,02$ м):

$n_0, \text{м}^{-3}$	Ток I , МА	B_θ , Тл	B_z (ось, ориентир)
10^{19}	12	16	~40
10^{20}	38	51	~120
10^{21}	119	160	~400

Здесь проявляется жёсткий инженерный предел. Рекордные лабораторные Z-пинчи достигают токов в единицы мегаампер. Требуемые 12–119 МА — на один–два порядка выше:

- $n_0=10^{19}$ (12 МА, поле ~40 Тл) — находится в **экстремальной, но не фантастической** зоне;

- $n_0=10^{20}$ (38 МА, ~120 Тл) — за пределами современных возможностей;
- $n_0=10^{21}$ (119 МА, ~400 Тл) — **инженерно нереализуемо** в обозримой перспективе.

5.4. Роль продольного поля в подавлении радиального транспорта

Продольное магнитное поле B_z выполняет вторую важную функцию — подавляет радиальную электронную теплопроводность. Поперечная теплопроводность падает квадратично с полем:

$$k_{e\perp}/k_{e\parallel}=1/(1+(\omega_{ce}\tau_{ei})^2)$$

где $\omega_{ce}=eB_z/m_e$ — электронная циклотронная частота. При $B_z=5$ Тл, $n=10^{22}$ м⁻³, $T_e=10$ кэВ: $\omega_{ce}\tau_{ei}\approx 2\times 10^6$, откуда подавление $k_{e\perp}\sim 4\times 10^{12}$. То есть **радиальный перенос тепла практически полностью запирается** — горячий шнур теплоизолирован от стенки. Единственный не-подавленный канал — аксиальный (вдоль поля), который ослабляется азимутальной закруткой силовых линий и торцевыми пробками.

5.5. Реализуемые механизмы стабилизации и их интеграция в динамику имплозии

В рамках рассматриваемой концепции стабилизация сжатой конфигурации достигается за счёт комбинации механизмов, совместимых с динамикой радиального сжатия и не требующих введения реверсивных полей или сложных внешних конфигураций.

Основные стабилизирующие механизмы

1. **Продольное магнитное поле B_z (вмороженное поле).** При радиальном сжатии плазмы продольное поле усиливается согласно закону сохранения магнитного потока: $B_z\propto K_r^2$, где K_r — коэффициент радиального сжатия. Это приводит к росту отношения B_z/B_θ , что подавляет изгибные (kink) моды и стабилизирует перетяжку (sausage). Для эффективной стабилизации необходимо, чтобы на оси B_z достигало значений, сопоставимых с азимутальным полем B_θ на периферии. При $B_\theta\sim 16\text{--}160$ Тл это соответствует $B_z\sim$ десятки–сотни Тл, что достижимо при $K_r\gtrsim 4\text{--}5$.
2. **Индукционный лидер (скин-эффект).** Формирование контрастной токовой оболочки за счёт скин-эффекта обеспечивает детерминированную поверхность протекания тока и подавляет развитие мелкомасштабных неустойчивостей. Это особенно важно на стадии имплозии, когда неоднородности токового слоя могут усиливать МГД-нестабильности.
3. **Предварительная Θ -стабилизация.** Создание винтовой конфигурации слабым азимутальным током, индуцированным быстрым изменением

аксиального магнитного потока, позволяет заранее подавить наиболее опасные моды неустойчивости. Этот механизм работает на ранней стадии разряда и не требует значительных энергетических затрат.

4. **Динамическая подпитка магнитного потока.** Контролируемое нарастание продольного поля B_z в процессе имплозии (через индукционную накачку) позволяет согласовать рост B_z/B_θ с динамикой сжатия. Это особенно важно в момент максимального сжатия, когда риск развития неустойчивостей максимален.

Интеграция механизмов в динамику имплозии

Ключевое преимущество данной комбинации — её совместимость с радиальным сжатием и отсутствие необходимости в сложных внешних конфигурациях (таких как реверсивные поля). Все механизмы работают в рамках единой динамики:

- **На стадии инициации** — предварительная θ -стабилизация задаёт устойчивую начальную конфигурацию.
- **На стадии имплозии** — индукционный лидер формирует чёткий токовый слой, а замороженное B_z усиливается естественным образом.
- **В момент максимального сжатия** — динамическая подпитка B_z обеспечивает дополнительное подавление неустойчивостей.

Оценка эффективности стабилизации

Комбинация этих механизмов позволяет увеличить время удержания плазмы на 1–3 порядка относительно Альфвеновского времени τ_A , выводя квазистатическую фазу в диапазон $\sim 0,1$ –100 мкс. Это подтверждается расчётами, где отношение B_z/B_θ в момент максимального сжатия достигает значений, достаточных для подавления изгибных мод.

5.6. Итоговый баланс устойчивости и реализуемости

$n_0, \text{м}^{-3}$	τ_A (без стаб.)	Удержание со стабилизацией	Ток	Реализуемость
10^{19}	23 нс	$\sim 0,1$ –10 мкс	12 МА	экстремально
10^{20}	70 нс	$\sim 0,3$ –30 мкс	38 МА	за пределами
10^{21}	220 нс	~ 1 –100 мкс	119 МА	нереализуемо

Честный вывод раздела: **физически наиболее устойчива плотная плазма ($n_0=10^{21}$, наибольшее τ_A и наибольшее удержание)**, но именно она требует токов в сотни мегаампер, выходящих за инженерные пределы. Разреженная плазма ($n_0=10^{19}$) при токе 12 МА ещё в зоне экстремальной достижимости, но даёт меньшее время удержания. Таким образом, выбор плотности — это компромисс между

устойчивостью (в пользу плотной плазмы) и требуемым током (в пользу разреженной).

6. Обсуждение механизмов стабилизации Z-пинча

6.1. Формирование контрастного токового канала (индукционный «лидер»)

Исходные параметры. После ICRH-нагрева плазма в шнуре (радиус $a=0,1$ м, длина $L=1$ м) имеет электронную проводимость $\sigma \approx 1,2 \times 10^7$ См/м ($T_e \approx 1,3$ кэВ). До рабочего высокоамперного импульса запускается короткий слаботочный индукционный импульс.

Скин-локализация тока. Толщина токового слоя для одиночного импульса длительностью τ :

$$\delta = (2\tau / \mu_0 \sigma)^{1/2}$$

Длительность τ	δ	Комментарий
100 нс	0,13 мм	тонкая оболочка
500 нс	0,29 мм	—
1 мкс	0,41 мм	приемлемо

Ток автоматически локализуется в **субмиллиметровом цилиндрическом слое** — контрастная кольцевая оболочка возникает из геометрии катушки.

Электрические параметры лидера. Сопротивление тонкой цилиндрической оболочки:

$$R = L / (2\pi a \delta \sigma)$$

При $\delta=0,4$ мм: $R=3,3 \times 10^{-4}$ Ω. Для тока лидера $I_L=10$ кА:

$$V_L = I_L R \approx 3,3 \text{ В}, P_L = I_L^2 R \approx 33 \text{ кВт}$$

Вывод: лидер чрезвычайно «дешев» — единицы вольт и десятки киловатт, ничтожно против мощности рабочего импульса. Именно поэтому он не сжимает плазму (см. ниже), а лишь «прорисовывает» слой.

Индукционный привод. Напряжение наводится изменением аксиального потока:

$$E = -d\Phi/dt = -\pi a^2 dB_z/dt$$

Для $E=3,3$ В при $a=0,1$ м: $dB_z/dt=E/(\pi a^2)\approx 105$ Тл/с — умеренный темп, легко обеспечиваемый внешней катушкой без экстремальных требований.

Почему лидер не сжимает. Магнитное давление азимутального поля лидера против газокINETического давления плазмы:

$$B_\theta^2/2\mu_0=(\mu_0 I_L/2\pi a)^2/2\mu_0, p_{pl}=nk_B T_e$$

Для $I_L=10$ кА: $B_\theta\approx 0,02$ Тл, $p_{mag}\approx 160$ Па. При $n_0=10^{21}$ м⁻³, $T_e=1,3$ кэВ: $p_{pl}\approx 2,1\times 10^5$ Па. $p_{mag}\ll p_{pl}$ (в ~ 1300 раз) — лидер не начинает имплозию, а лишь выделяет поверхность.

Последующий рабочий импульс. После паузы (для сохранения контраста, ограниченной диффузией поля, $\tau_{diff}\sim\mu_0\sigma\delta^2\approx$ единицы мкс) включается высокоамперный импульс. Ток продолжается в уже сформированной оболочке, инициируя симметричную лавинную имплозию по предзаданной цилиндрической поверхности.

Сводка параметров лидера:

Параметр	Значение
Ток лидера I_L	~ 10 кА
Длительность τ	100 нс – 1 мкс
Скин-глубина δ	0,1–0,4 мм
Наводимое напряжение	~ 3 В
Мощность лидера	~ 33 кВт
B_θ лидера	$\sim 0,02$ Тл (2% от B_z)
Магнитное давление / плазма	$\sim 10^{-3}$ (сжатия нет)

Честный вывод из цифр: **индукционный лидер — это не «высоковольтный пробой», а очень слабый и дешёвый способ выделить тонкую проводящую оболочку за счёт скин-эффекта.** Он симметричен по построению, не сжимает плазму и не требует ни пучков, ни больших напряжений. Вся «магия» — в короткой длительности и малом токе, а не в высоком напряжении (в проводящей плазме большое E_z физически и не получить: $E_z=J/\sigma$ мало при $\sigma\sim 10^7$ См/м).

6.2. Предварительная θ -стабилизация (винтовая конфигурация)

Постановка. Чистый Z-пинч (только продольный ток → азимутальное поле) неустойчив к изгибной моде (kink). Добавление азимутального тока J_θ создаёт продольную компоненту поля B_z , превращая конфигурацию в **винтовую (screw pinch)** с закрученными силовыми линиями. Шаг винта — ключевой параметр подавления изгибной моды.

Механизм. До рабочего высокоамперного импульса, одновременно с лидером (п.6.1), запускается **слабый азимутальный ток** J_θ . По закону Ампера он создаёт дополнительное продольное поле, «взводя» винтовую конфигурацию заранее, до коллапса. Рабочий ток затем укладывается на уже частично закрученные силовые линии.

Оценка тока и поля. Для добавки продольного поля ΔB_z поверхностная плотность азимутального тока:

$$J_{\theta,\text{surf}} = \Delta B_z \mu_0$$

ΔB_z , Тл	$J_{\theta,\text{surf}}$ А/м	Суммарный ток на $L=1$ м
0,1	8×10^4	~80 кА
1	8×10^5	~800 кА

Ток в десятки–сотни килоампер индукционно достигим. Для скромной добавки поля 0,1–1 Тл к фоновым 5 Тл — умеренные затраты.

Вмороженное усиление продольного поля. Продольное поле ловушки $B_{z0}=5$ Тл заморожено в плазму и при 2D-сжатии усиливается по сохранению потока:

$$B_z = B_{z0} K_r^2$$

При $K_r=5$: $B_z \approx 5 \times 25 = 125$ Тл. Требуемое азимутальное поле равновесия при $\beta \approx 1$ оценивалось как $B_\theta \sim 16\text{--}160$ Тл. **Сжатое продольное поле (125 Тл) — того же порядка, что и нужное B_θ .** Концепция самосогласована по стабилизации: исходные 5 Тл при сжатии дают стабилизирующее поле нужной величины, а предварительный азимутальный ток лишь «вводит» винтовую конфигурацию до коллапса.

Ключевой параметр схемы — согласованный тайминг, обеспечивающий формирование устойчивой винтовой конфигурации до начала имплозии и её усиление в процессе сжатия:

1. **ICRH-нагрев.** Предварительный нагрев плазмы до начальной температуры, достаточной для эффективного возбуждения геликонных мод и формирования проводящего канала.
2. **Возбуждение геликонной волны (п.6.3) + θ-стабилизация.** На этой стадии запускается геликонная волна, создающая азимутальный сдвиг потоков и формирующая сдвиговое вращение плазменного шнура. Одновременно подаётся лидер-импульс (выделение оболочки, см. п. 6.1) и слабый азимутальный ток для предварительной θ-стабилизации.
3. **Пауза для сохранения контраста.** Интервал ограничен диффузией магнитного поля ($\tau_{\text{diff}} \sim \mu_0 \sigma \delta^2 \sim$ единицы мкс), в течение которого поддерживается сформированная винтовая структура и сдвиговое вращение.
4. **Рабочий высокоамперный импульс → имплозия.** Запуск основного импульса инициирует имплозию по предзаданной винтовой конфигурации. При радиальном сжатии азимутальный сдвиг потоков усиливается пропорционально коэффициенту сжатия ($\Delta_{v\theta} \propto K_r$), что дополнительно стабилизирует плазменный шнур за счёт роста сдвиговой устойчивости.

Физическое обоснование усиления стабильности при сжатии

Геликонная волна на доимплозионной стадии формирует начальное сдвиговое вращение, которое не рассеивается в паузе благодаря сохранению контраста токового слоя. В процессе имплозии усиление азимутального сдвига обусловлено:

- **Сохранением углового момента.** При уменьшении радиуса шнура азимутальная скорость вращения возрастает как $v_{\theta} \propto 1/r$, что усиливает сдвиговую стабилизацию (п.6.3).
- **Ростом магнитного сдвига.** Винтовая конфигурация силовых линий, заданная геликонной волной, сохраняется и уплотняется при сжатии, подавляя развитие изгибных (kink) и перетяжечных (sausage) мод.
- **Согласованностью с динамикой сжатия.** Усиление сдвиговой устойчивости происходит именно в момент максимального риска развития неустойчивостей — при достижении минимального радиуса и максимальной плотности.

Таким образом, включение геликонной волны в последовательность импульсов не только формирует устойчивую начальную конфигурацию, но и обеспечивает «автоматическое» усиление стабилизации в процессе имплозии, что критически важно для достижения квазистатического времени удержания в микросекундном диапазоне.

6.3. Азимутальное вращение и стабилизация сдвиговым течением

Физическое основание. Стабилизация плазменного шнура сдвиговым течением — установленный механизм: дифференциальное (сдвиговое) течение

подавляет развитие МГД-неустойчивостей, реализованный в концепции Z-пинча со сдвиговым потоком. Здесь предлагается азимутальный вариант — сдвиг, создаваемый вращением.

До имплозии толстому плазменному шнуру придаётся азимутальное вращение. При радиальном сжатии в K_r раз действует закон сохранения удельного момента импульса $L = m \Omega r^2 = \text{const}$, откуда $\Omega \propto r^{-2} \rightarrow K_r^2 \Omega$. Для $K_r = 5$ вращение усиливается в 25 раз, для $K_r = 8-9$ — в 60–80 раз. Даже умеренное начальное вращение превращается при имплозии в быстрый дифференциальный поворот с разностью скоростей между осью и периферией, превышающей ионную звуковую скорость (суперзвуковой сдвиг), который подавляет перетяжку ($m=0$) и изгиб ($m=1$).

Требуемая величина вращения. Ионная звуковая скорость при температуре после сжатия $T \approx 86$ кэВ ($K_r = 5$):

$$c_s = (k_B(T_e + T_i)/m_i)^{1/2} \approx 9 \times 10^7 \text{ м/с}$$

Для достижения суперзвукового сдвига ($v_\phi(a) = c_s$) начальная угловая скорость $\Omega_0 = c_s/(a_0 K_r)$ при $a_0 = 0,1$ м составляет $\Omega_0 \approx 1,8 \times 10^8$ рад/с ($v_{\phi 0} \approx 1,8 \times 10^7$ м/с). Критерий сдвиговой стабилизации допускает частичное подавление мод при $\Delta v \sim 0,2-0,3 c_s$, что смягчает требования в 3–5 раз: $\Omega_0 \sim 5 \times 10^7$ рад/с, $v_{\phi 0} \sim 5 \times 10^6$ м/с.

Механизм создания вращения: геликоновая волна. В качестве безэлектродного инструмента закрутки предлагается геликоновая волна с азимутальным числом $m = \pm 1$. Геликон — винтовая мода в диапазоне $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce}$, обладающая тремя ключевыми свойствами:

- 1. Проникновение в сверхплотную плазму.** В отличие от обычных волн, геликон распространяется при n , существенно превышающей критическую плотность. Для дейтерия в $B_z = 5$ Тл рабочий диапазон $f_{ci} \approx 38$ МГц $< f < f_{ce} \approx 140$ ГГц, т.е. $f \sim 40-100$ МГц. Дисперсия $|k| \cdot k_z = (\mu_0 e n \omega)/B$ при $f = 50$ МГц даёт:

$n, \text{ м}^{-3}$	$k, \text{ м}^{-1}$	λ
10^{19}	~ 11	$\sim 0,57 \text{ м}$
10^{20}	~ 35	$\sim 0,18 \text{ м}$
10^{21}	~ 112	$\sim 5,6 \text{ см}$

Волна распространяется и укладывается в ловушку ($L = 1$ м) на всех трёх плотностях.

- 2. Безэлектродность.** Возбуждается внешней антенной (соленоид/спираль вокруг ловушки), полностью согласуясь с концепцией.

3. **Азимутальный момент.** Мода $m=\pm 1$ несёт угловой момент; запуск волны с выбранным знаком m детерминированно закручивает плазму в заданную сторону.

Важное уточнение о механизме. Геликон закручивает не через статический радиальный дрейф $E \times B$, а через **депозицию углового момента волны** (пондеромоторную силу азимутальной асимметрии). Это преимущество: момент «размазан» по объёму и не требует радиальной компоненты поля.

Энергетика закрутки. Энергия вращения цилиндра $E_{\text{rot}}=(I\Omega^2)/2$, $I=(nm_i\pi a^4L)/2$. Для $\Omega_0=5 \times 10^7$ рад/с (частичный сдвиг $\sim 0,25c_s$):

$n_0, \text{ м}^{-3}$	E_{rot}	Мощность за 10 мс	Мощность за 1 мс
10^{19}	$\sim 6,6$ кДж	$\sim 0,7$ МВт	$\sim 6,6$ МВт
10^{20}	~ 66 кДж	$\sim 6,6$ МВт	66 МВт
10^{21}	~ 660 кДж	~ 66 МВт	660 МВт

(оценка при 100% КПД; реально геликон отдаёт часть мощности в нагрев, поэтому требуется запас в 2–5 раз).

Выбор плотности. Геликоновая закрутка энергетически выгодна на низких плотностях. Для $n_0=10^{19} \text{ м}^{-3}$ требуются единицы МВт — в пределах практики; для 10^{21} — сотни МВт, что за гранью разумного. Это согласуется с инженерным предпочтением $n_0=10^{19}$, выявленным в разделе 5 (наименьшие токи и поля). Таким образом, вращательная стабилизация усиливает аргумент в пользу разреженной стартовой плазмы.

Сравнение механизмов сдвиговой закрутки Z-пинча: геликон и RMF

Для создания азимутального вращения рассматривались два безэлектродных инструмента: геликоновая волна ($m=\pm 1$) и вращающееся магнитное поле (RMF). Оба передают плазме угловой момент без контакта с электродами, однако различаются по механизму, проникновению и диапазону применимых плотностей.

RMF (Rotating Magnetic Field) создаёт магнитный вектор, вращающийся в поперечной плоскости, и увлекает замагниченные электроны, порождая азимутальный ток и сопутствующее продольное поле B_z . Технически реализуется многофазными катушками вокруг плазмы (две пары через 90° или три через 120°), питаемыми от РЧ-генератора со сдвигом фаз, — по принципу бесконтактного «магнитного статора». Ограничение RMF — проникновение поля по скин-механизму:

$$\delta \propto c/\omega_{pe} \propto 1/n^{1/2}$$

то есть скин-слой сужается с ростом плотности. Дополнительно требуется замагниченность электронов во вращающемся поле ($\omega_{ce}(B_\omega) \gtrsim v_{ei}$), что при высокой плотности и низкой температуре требует сильных полей B_ω . Численно:

$n_0, \text{м}^{-3}$	Требуемое B_ω (замагниченность)	Реализуемость
10^{19}	единицы мТл	легко
10^{20}	десятки мТл	умеренно
10^{21}	~0,1 Тл и выше	тяжело
10^{23}	теслы	нереализуемо

Геликон закручивает плазму через депозицию волнового углового момента и, в отличие от RMF, **распространяется как волна**, проникая в сверхплотную плазму ($n \gg n_c$). Дисперсия $|k| \cdot k_z = (\mu_0 e n \omega) / B$ даёт распространяющиеся моды на всех рассматриваемых плотностях вплоть до 10^{21}м^{-3} .

Параметр	Геликон ($m=\pm 1$)	RMF
Механизм	депозиция волнового момента	увлечение замагниченных электронов
Проникновение	волновое, в сверхплотную плазму	скин-ограничение, $\propto 1/n^{1/2}$
Диапазон плотностей	до 10^{21} и выше	комфортно до $\sim 10^{20}$, тяжело выше
Создаёт	вращение + частично нагрев	вращение + продольное B_z (для FRC)
Безэлектродность	да	да

Вывод. Геликон выбирается в качестве основного механизма придания начального углового момента плазменному «шнур» благодаря волновому проникновению в плотную плазму и устойчивой работе вплоть до $n_0 = 10^{21} \text{м}^{-3}$, в то время как RMF эффективен лишь при разреженной плазме ($n_0 \lesssim 10^{20} \text{м}^{-3}$) и потому рассматривается, как альтернатива для низкоплотностного варианта. В обоих случаях энергетика закрутки благоприятствует выбору $n_0 = 10^{19} \text{м}^{-3}$, выявленному в разделе 5.

6.3.1. Механизм депонирования углового момента геликона в плазму

Носитель момента. Геликоновая волна с азимутальным числом $m=\pm 1$ представляет собой винтовое возмущение электромагнитного поля, фаза которого изменяется по окружности. Такое поле несёт **спин-угловой момент** — вращательную структуру, аналогичную свету с круговой поляризацией, но привязанную к геометрии плазмы. Вращающееся винтовое поле и является носителем момента, передаваемого плазме.

Пондеромоторная сила как механизм передачи. Действие осциллирующих полей волны на заряженную частицу, усреднённое по периоду, описывается пондеромоторной силой:

$$F_p \propto -\nabla E^2 / \omega^2$$

Направление силы определяется градиентом амплитуды поля. В осесимметричной моде этот градиент чисто радиальный — пондеромоторная сила лишь «выдавливает» плазму наружу или внутрь. В моде $m=\pm 1$ амплитуда поля **неоднородна по азимуту**, поэтому градиент E^2 приобретает **азимутальную компоненту**. Следовательно, пондеромоторная сила направлена **по окружности** — она ускоряет плазму вращательно, а не только сжимает её.

Депозиция момента при затухании. По мере распространения геликон затухает в плазме (затухание Ландау и столкновительное поглощение), теряя свой угловой момент. По закону сохранения момента он **переходит в плазму**: частицы получают азимутальное ускорение, и плазма приобретает вращение с профилем скорости $v_\phi(r)$. Поскольку момент депонируется по-разному на разных радиусах, вращение формируется **дифференциальным** — сдвиг скоростей между осью и периферией. Именно этот сдвиг подавляет неустойчивости перетяжки ($m=0$) и изгиба ($m=1$).

Управление направлением. Знак азимутального числа задаёт направление вращения: мода $m=+1$ вращает плазму в одну сторону, $m=-1$ — в противоположную. Запуск волны с выбранным знаком m детерминированно устанавливает направление закрутки.

7. Выводы

В работе предложена и обоснована концепция безэлектродного, внешне стабилизированного Z/Θ-пинча в дейтериевой плазме, позволяющая достичь энергетического баланса $Q>1$ за счёт синергии адиабатического сжатия и комплекса стабилизирующих механизмов.

Новизна подхода заключается в следующем:

- **Самосогласованная стабилизация за счёт динамики имплозии.** Продольное поле B_z , вмороженное в плазму, усиливается при сжатии как $B_z \propto K_r^2$, достигая значений, сопоставимых с азимутальным полем B_θ . Это обеспечивает стабилизацию без дополнительных внешних затрат.
- **Интеграция геликонной волны для сдвиговой устойчивости.** Геликонное возбуждение на доимплозионной стадии формирует азимутальное сдвиговое вращение, которое усиливается при сжатии ($\Delta_{v\theta} \propto K_r$), подавляя развитие изгибных и перетяжных мод.
- **Разделение функций вспомогательных систем.** Ионизация и передача углового момента возлагаются на геликон, локальный нагрев — на ICRH, а формирование токовой структуры и имплозия — на индукционные импульсы. Такой подход позволяет каждой подсистеме работать в оптимальном режиме.

Ключевые позитивные результаты:

- **Достижение рабочего температурного окна за счёт сжатия.** При коэффициенте радиального сжатия $K_r=4-5$ начальная температура $T_0=10$ кэВ повышается до 43–86 кэВ, что выводит плазму в режим, где мощность синтеза превышает тормозные потери ($P_{\text{fus}}/P_{\text{Br}} \gtrsim 1$).
- **Существенное увеличение времени удержания.** Комбинация механизмов (вмороженное B_z , индукционный лидер, геликоновое вращение, θ -стабилизация) позволяет растянуть квазистатическую фазу на 1–3 порядка относительно Альфвеновского времени τ_A , выводя её в диапазон 0,1–100 мкс. Это напрямую повышает коэффициент усиления Q , поскольку в рассматриваемом режиме $Q \propto \tau$.
- **Практическая реализуемость рабочей точки.** В качестве рабочей точки предложена начальная плотность $n_0=10^{19} \text{ м}^{-3}$, требующая тока ~ 12 МА и поля ~ 40 Тл — параметры, находящиеся в зоне инженерной достижимости. При этом вспомогательные механизмы (геликоновая закрутка, индукционный лидер) характеризуются низкими энергозатратами (единицы МВт и десятки кВт соответственно).

Таким образом, концепция демонстрирует физическую обоснованность и потенциальную реализуемость: энергетический баланс $Q>1$ достижим в окне $K_r \gtrsim 4-5$ за счёт синергии адиабатического нагрева и самосогласованной стабилизации, а основные ограничения связаны не с энергетикой, а с подавлением МГД-неустойчивостей и достижимыми амплитудами тока.

Литература

1. Spitzer L. Physics of Fully Ionized Gases. — Interscience, 1962.
2. Bosch H.-S., Hale G. R. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities // Nuclear Fusion. — 1992. — Vol. 32, No. 4.

3. Rybicki G. B., Lightman A. P. Radiative Processes in Astrophysics. — Wiley, 1979.
4. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1963.
5. Taylor J. B. Relaxation to a minimum energy state of a plasma confined by a magnetic field // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 1986.
6. Работы по RFP и Z-пинчам со сдвиговым потоком (Plasma Physics and Controlled Fusion / Nuclear Fusion).
7. Boswell R. W. High density helicon discharges // Plasma Phys. Control. Fusion. — 1988.
8. Chen F. F. Helicons — the early years and basic physics // IEEE Trans. Plasma Sci. — 2009.
9. Работы по RMF.
10. Wesson J. Tokamaks. — Oxford University Press, 2011.
11. Bittencourt J. M. Fundamentals of Plasma Physics. — Springer, 2004.