

## ЭВОЛЮЦИЯ ГЛОБАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЫ ОБРАЩЕННОЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ В РЕЖИМАХ ТУРБУЛЕНТНОГО ТРАНСПОРТА

А.Ю. Чирков<sup>1</sup>, Л.А. Бендерский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, 2-ая Бауманская ул., 5*

<sup>2</sup> *Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва, 111116, ул. Авиамоторная, 2*

### Аннотация

Обращенная магнитная конфигурация (FRC) – перспективная система с плазмой высокого давления (практически равного магнитному давлению). Она сочетает свойства замкнутых и открытых магнитных конфигураций. Важной проблемой FRC является турбулентный транспорт и его снижение. В настоящей работе рассматривается транспорт, вызываемый электромагнитными градиентными дрейфовыми неустойчивостями. Модель эволюции основана на уравнениях транспорта частиц и энергии и уравнении магнитогидродинамического равновесия. По результатам моделирования можно выделить два характерных режима: 1) режим с доминированием поперечного турбулентного транспорта из области замкнутых магнитных силовых линий; 2) режим с доминированием продольных столкновительных потерь из области открытых линий. Получены безразмерные критерии подобия и установлена связь глобального времени удержания плазмы с коэффициентом поперечной турбулентной диффузии и временем продольных потерь.

## EVOLUTION OF THE GLOBAL PLASMA STRUCTURE OF FIELD REVERSED CONFIGURATION IN THE TURBULENT TRANSPORT REGIMES

A.Yu. Chirkov<sup>1</sup>, L.A. Benderskii<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Bauman Moscow State Technical University, Russia, Moscow, 105005*

<sup>2</sup> *Central Institute of Aviation Motors, Russia, Moscow, 111116*

Field reversed magnetic configuration (FRC) is a promising system confining high-pressure plasma (plasma pressure is close to the magnetic pressure). FRC combines the properties of closed and open magnetic configurations. Important problem of FRC development is the turbulent transport and transport reduction. In this work we consider transport caused by electromagnetic gradient drift instabilities. Model the plasma evolution is based on the equations of particle and energy transport and MHD equilibrium. Simulation results show two typical regimes: 1) domination of turbulent transport across magnetic field lines from the region of closed lines, 2) domination of longitudinal collisional losses from the open lines region. We obtain the dimensionless similarity criteria and also a relation of global confinement time of plasma with a coefficient of transverse turbulent diffusion and longitudinal loss time.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Обращенная магнитная конфигурация (field reversed configuration, FRC) [1–3] – перспективная система, в которой давление плазмы практически равно магнитному давлению, т.е.  $\beta \sim 1$  ( $\beta$  – отношение давления плазмы к магнитному давлению). Схема FRC показана на рис. 1.

Обычно FRC относят к классу замкнутых магнитных ловушек. В действительности FRC сочетает свойства как замкнутых, так и открытых ловушек [4]: плазма практически полностью расположена в области замкнутых силовых линий магнитного поля, ограниченной сепаратрисой; за сепаратрисой находится область открытых силовых линий. Средние по объему внутри сепаратрисы значения  $\beta$  могут составлять 0.7–0.9 [1–4].

Ряд технических достоинств FRC (в частности, простая цилиндрическая геометрия и высокие  $\beta$ ) делают ее наиболее привлекательной магнитной системой для малорадиоактивного термоядерного реактора на смеси

дейтерия и гелия-3 ( $D-^3\text{He}$ ) [5, 6]. Поэтому создание максимально достоверных и подробных методик глобального моделирования плазмы FRC и других перспективных систем на сегодня весьма востребовано.

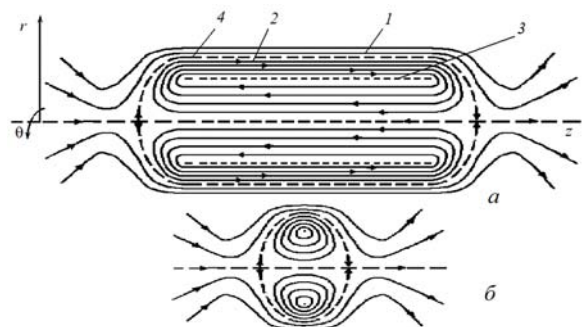


Рис. 1. Схема магнитного поля вытянутой (а) и сжатой (б) FRC: 1 – область открытых магнитных силовых линий, 2 – область замкнутых силовых линий, 3 – область слабого магнитного поля ( $B \approx 0$ ), 4 – сепаратриса

Современные достижения экспериментальной и теоретической физики FRC отражены в обзоре [3]. В наиболее прогрессивных современных экспериментах достигнуты следующие параметры FRC: радиус сепаратрисы  $a \approx 0.2$  м, внешнее магнитное поле  $B_e \approx 1$  Тл, полная температура  $T = T_i + T_e \approx 1$  кэВ ( $T_i$  – температура ионов,  $T_e$  – температура электронов), параметр  $\beta$  вблизи сепаратрисы  $\beta_s \approx 0.5$  и более. Для большинства экспериментов  $T_e/T_i \approx 0.5 \div 1$ . Времена удержания энергии и магнитного потока примерно равны времени удержания частиц.

То обстоятельство, что FRC сочетает свойства как замкнутых, так и открытых ловушек, требует корректного подхода к моделированию макроскопических свойств плазмы, что является одной из особенностей нашего подхода [7].

Главная цель настоящей работы заключается в создании максимально подробной (в рамках сегодняшних знаний) глобальной модели для расчета пространственной структуры FRC и энергобаланса плазмы.

В основу модели положена система уравнений тепломассообмена и магнитогидродинамического равновесия плазмы с учетом турбулентного транспорта частиц и энергии под действием электромагнитных колебаний в плазме. Турбулентный транспорт и его снижение являются важнейшими проблемами, как с точки зрения моделирования, так и с точки зрения дальнейшего развития FRC.

В настоящей работе рассматривается транспорт, вызываемый электромагнитными градиентными дрейфовыми неустойчивостями (ЭМГДН) [8, 9].

Снижение транспорта плазмы поперек магнитного поля в различных магнитных конфигурациях происходит, как правило, при генерации сдвиговых течений. Этот эффект ограничен неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца в сильно неоднородных течениях.

Аномальный турбулентный транспорт и порождающие его микронеустойчивости являются наиболее серьезными проблемами физики FRC, как с точки зрения экспериментальных измерений характеристик турбулентности, так и с точки зрения теоретической интерпретации наблюдаемого уровня транспорта.

В различных магнитных конфигурациях турбулентный транспорт вызван развитием градиентных дрейфовых неустойчивостей. Найденные недавно области параметров ЭМГДН [8, 9] в условиях FRC согласуются с экспериментальными данными и позволяют получить адекватные оценки в рамках модели двухмасштабной дрейфовой турбулентности [10].

Соответствующий коэффициент турбулентной диффузии плазмы поперек магнитного поля вблизи сепаратрисы

$$D_{\perp} \approx 0.1 C_{\beta} \frac{\rho_{Ti} k_B T}{L_n e B}, \quad (1)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $e$  – заряд электрона;  $\rho_{Ti}$  – тепловой циклотронный радиус ионов;  $T$  – температура;  $B$  – индукция магнитного поля;  $C_{\beta} \leq 1$  – численный множитель, зависящий от  $\beta$ .

Выражение (1) определяет коэффициент бесстолкновительной турбулентной диффузии. Суммарный коэффициент поперечной диффузии включает также

классическую столкновительную составляющую, но она пренебрежимо мала по сравнению с турбулентной. В FRC дрейфовые неустойчивости потенциально могут быть стабилизированы при  $\beta > 0.8$ , что, впрочем, не распространяется на весь плазменный объем.

Улучшение удержания (снижение  $D_{\perp}$ ) возможно при наличии сдвигового вращения плазмы. Фактор уменьшения коэффициента диффузии составляет  $H_D \approx 1 + (\gamma_s/\gamma_d)^2$ , где  $\gamma_s$  – параметр сдвига;  $\gamma_d$  – характерное значение инкремента дрейфовых неустойчивостей.

Ориентируясь на экспериментальные данные, коэффициент поперечной диффузии принимается постоянным по всему объему. Для его расчета используются параметры вблизи сепаратрисы. Такой подход позволяет избежать необоснованных предположений о процессах в области  $B \approx 0$  и получить наиболее достоверные результаты.

Для корректного учета взаимосвязи между поперечными потерями плазмы из области замкнутых силовых линий и продольными потерями из области открытых силовых линий анализируется связь коэффициента поперечной диффузии с интегральным (по объему) временем удержания плазмы.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТА И ДВУМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ FRC

Для моделирования равновесной структуры плазмы в FRC обычно используется уравнение Грэда–Шафранова в приближении идеальной магнитной гидродинамики (МГД).

Постановка задачи в этом случае требует задания зависимости  $p(\psi)$  давления плазмы от функции магнитного потока. Такая зависимость обычно задается в некоторой форме, согласующейся с экспериментальными данными о структуре магнитного поля и распределении давления плазмы в FRC. МГД-моделирование динамики FRC является крайне сложной задачей, требующей учета разнообразных по своей природе процессов. Поэтому количество работ, посвященных численным исследованиям данной проблемы, невелико. Например, модель эволюции плазмы FRC с учетом различных каналов потерь [11, 12] позволяет анализировать влияние транспортных механизмов на динамическую структуру FRC при заданных пространственных законах, описывающих потери.

Трудность совместного анализа равновесия и транспорта связана с особенностью структуры FRC. В слое плазмы, расположенном внутри сепаратрисы, доминирует механизм транспорта, связанный с неустойчивостями. Потери частиц из области открытых силовых линий, расположенной снаружи сепаратрисы, в значительной мере определяются классическими столкновительными и кинетическими процессами. В результате на сепаратрисе устанавливаются самосогласованные градиенты концентрации частиц и температуры, определяемые балансом турбулентного потока частиц изнутри сепаратрисы поперек магнитных силовых линий и потока вдоль открытых силовых линий снаружи сепаратрисы. В свою очередь параметры дрейфовых неустойчивостей зависят от величин этих градиентов.

Необходимыми элементами моделирования транспорта являются структура магнитного поля и распределения параметров плазмы в магнитной конфигурации.

В одном из возможных подходов внутренняя структура задается модельными зависимостями параметров плазмы, для которых вблизи сепаратрисы выполняются граничные условия, сформулированные на основе баланса потоков частиц через сепаратрису и вдоль открытых силовых линий. В рамках такого подхода возможно установить связь между значением коэффициента диффузии на сепаратрисе и интегральным временем удержания. В результате возможно определить коэффициент диффузии по времени удержания, известному из экспериментов и произвести его сравнение с теоретическим результатом.

Моделирование равновесия и транспорта в обращенных магнитных конфигурациях подразумевает совместное решение уравнений переноса частиц, импульса и энергии.

В рассматриваемых нами условиях скорость релаксации конфигурации к гидродинамическому равновесию значительно превосходит скорость изменения параметров в результате транспорта. Поэтому при моделировании FRC уравнение движения можно заменить уравнением равновесия в приближении одножидкостной магнитной гидродинамики, т.е. уравнением Грэда–Шафранова. Еще одно стандартное для моделирования транспорта в FRC приближение заключается в рассмотрении усредненных по магнитной поверхности уравнений транспорта [11, 12].

В силу сказанного выше можно рассматривать уравнение диффузии частиц в квазиодномерной форме, характерной, например, для тета-пинча,

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right) = s_n - \frac{n}{\tau}. \quad (2)$$

Здесь  $n$  – концентрация (или плотность) плазмы;  $t$  – время;  $r$  – радиальная координата;  $\tau$  – время прямых конвективных потерь. Последнее практически бесконечно внутри сепаратрисы и сравнительно невелико снаружи (в области открытых силовых линий).

Уравнения энергии для ионной и электронной компонент в квазиодномерном приближении имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_i k_B T_i \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \mathbf{J}_i)}{\partial r} = s_{Ei} - \frac{3}{2} n_i k_B T_i \frac{\partial}{\partial r} - P_{i-e}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e k_B T_e \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \mathbf{J}_e)}{\partial r} = s_{Ee} - \frac{3}{2} n_e k_B T_e \frac{\partial}{\partial r} - P_{rad} + P_{i-e} \quad (4)$$

Здесь  $n_i, T_i$  и  $\mathbf{J}_i$  – концентрация, температура, поток частиц и поток энергии частиц сорта  $j$  ( $j = i, e$ );  $\tau$  – характерное время потерь;  $s_{Ei}$  и  $s_{Ee}$  – источники энергии;  $P_{i-e}$  – мощность, передаваемая от ионов к электронам при столкновениях;  $P_{rad}$  – мощность излучения (торозного и циклотронного).

Потоки энергии рассматриваются в следующем виде:

$$\mathbf{J}_i \approx \frac{3}{2} k_B T_i \left( -D_{\perp} \frac{\partial n_i}{\partial r} \right), \quad \mathbf{J}_e \approx \frac{3}{2} k_B T_e \left( -D_{\perp} \frac{\partial n_e}{\partial r} \right).$$

При упрощенных оценках уравнения энергии можно не рассматривать. Соотношения между градиентами температуры и концентрации при этом считаются известными (например, из экспериментов):

$$p/p_0 = \beta_0, \quad p/p_0 = (n/n_0)^{\eta+1}, \quad T/T_0 = (n/n_0)^{\eta},$$

где  $p_0, n_0$  и  $T_0$  – значения давления, концентрации и температуры на магнитной оси (максимальные значения, соответствующие области нулевого магнитного поля), величина  $\eta \approx 1-2$ .

Так как FRC обладает цилиндрической симметрией, используются цилиндрические координаты  $r, z$ . В центральном сечении ( $z = 0$ ) выполняется баланс давлений:

$$p + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{B_e^2}{2\mu_0}.$$

В предварительном анализе и в качестве начальных условий можно воспользоваться модельными профилями [13] магнитной индукции в центральном сечении, качественно соответствующими экспериментальным режимам.

При  $r < a$  ( $a$  – радиус сепаратрисы) указанные профили имеют следующий вид:

$$B_1 = c B_e u \quad \text{– профиль 1;}$$

$$B_2 = \frac{1}{2} c B_e (u + u^3) \quad \text{– профиль 2;}$$

$$B_3 = c B_e u^3 \quad \text{– профиль 3,}$$

где  $u = 2r^2/a^2 - 1$ ,  $c = \sqrt{1 - \beta_s}$ ,  $\beta_s = p_s/p_0$ ,

$p_s$  и  $\beta_s$  – значения давления и параметра  $\beta$  на сепаратрисе. При  $r > a$  магнитная индукция

$$B = B_e \left\{ 1 - (1 - c) \exp \left[ -(r - a)/\delta \right] \right\},$$

где для профилей 1–3 масштабы изменения магнитной индукции соответственно равны:

$$\delta = a \frac{(1 - c)}{(4c)}, \quad \delta = a \frac{(1 - c)}{(8c)}, \quad \delta = a \frac{(1 - c)}{(12c)}.$$

Профиль 1 соответствует пикированному распределению давления плазмы, характерному для модели «rigid rotor», профиль 3 – перспективному режиму с краевым транспортным барьером, профиль 2 – промежуточному режиму.

На рис. 2 для профилей 1–3 показаны распределения давления плазмы, магнитной индукции и функции магнитного потока по радиусу.

Для анализа двумерной структуры FRC необходимо получить двумерное распределение магнитного поля. Для этого решается уравнение Грэда–Шафранова

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 \frac{dp}{d\psi}, \quad (5)$$

где  $\psi$  – функция магнитного потока, определяющая компоненты магнитного поля

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r};$$

величина  $dp/d\psi$  как функция  $\psi$  в начальный момент времени вычисляется с использованием  $jlyuj$   $bp$  модельных профилей.

Зависимость  $B(r)$  для центрального сечения позволяет найти давление  $p(r)$  и функцию магнитного потока  $\psi(r)$  в центральном сечении. В результате получается параметрически заданная функция  $p(\psi)$ . Эта функция и ее производная  $dp/d\psi$  зависят только от  $\psi$ , и они определены не только в центральном сечении, но и во всей рассматриваемой области.

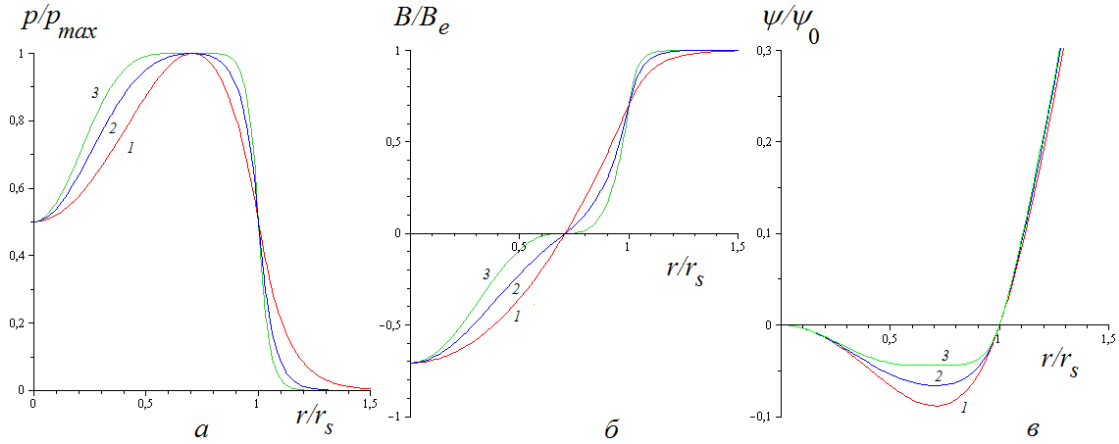


Рис. 2. Безразмерные распределения давления (а), магнитной индукции (б) и магнитного потока (в) для профилей 1–3

Отметим, что задание определенной зависимости  $p(\psi)$  не означает единственности решения  $\psi(r, z)$ , которое в значительной мере определяется граничными условиями. Граничные условия в нашей модели формулируются следующим образом. На оси цилиндра  $\psi = 0$ . На стенке  $\psi = \psi_w = \text{const}$ , т.е. стенка считается идеально проводящей. Форма стенки задается радиусами в центральной части  $r_w$  и в концевых «пробках»  $r_{wp}$ . В «пробках» задано граничное условие  $d\psi/dz = 0$  ( $B_r = 0$ ). В центральной плоскости ( $z=0$ ) функция магнитного потока в начальный момент соответствует какому-либо из указанных выше модельных профилей.

В численном коде, разработанном для решения системы уравнений эволюции (2)–(5), использован подход расщепления по физическим процессам. На каждом шаге по времени изменения концентрации частиц  $n(r)$  и температур  $T_i(r)$  и  $T_e(r)$  рассчитывается при неизменной магнитной конфигурации. Затем для найденных новых  $n(r)$ ,  $T_i(r)$  и  $T_e(r)$  рассчитываются распределения  $B(r)$  и  $\psi(r)$  в центральной плоскости, которые используются в граничных условиях при нахождении  $\psi(r, z)$  на следующем шаге по времени. В задачах, в которых уравнение энергии не рассматривается, температура находится с помощью заданного параметра  $\eta$ . Используется разностная схема, построенная по методу контрольного объема [14].

Примеры рассчитанной двумерной структуры магнитного поля FRC для распределений 1–3 приведены на рис. 3. Влияние соотношения между радиусом сепаратрисы и радиусом стенки показано на рис. 4. Основным параметром, от которого зависит распределение магнитного поля, является  $\beta_s$ . Конфигурации с различными  $\beta_s$  показаны на рис. 5.

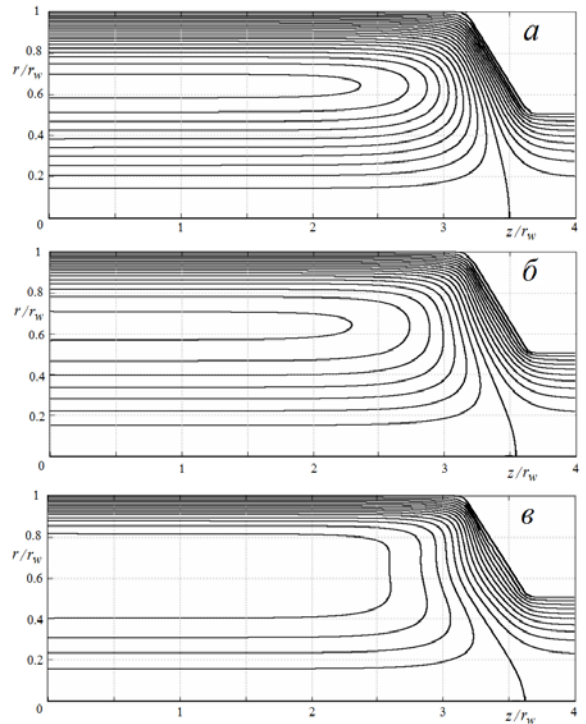


Рис. 3. Двумерная структура магнитного поля FRC для профилей 1–3 (а–в) при  $\beta_s = 0.5$ ,  $a/r_w = 0.9$ . Показана четверть продольного сечения

Как показали расчеты двумерной структуры FRC, форма сепаратрисы определяется формой проводящей стенки. Необходимо отметить, что часто при расчетах структуры магнитного поля в FRC форма сепаратрисы задается, а в нашем случае она находится в соответствии с граничными условиями на стенке камеры, в центральном сечении и на торцах системы.

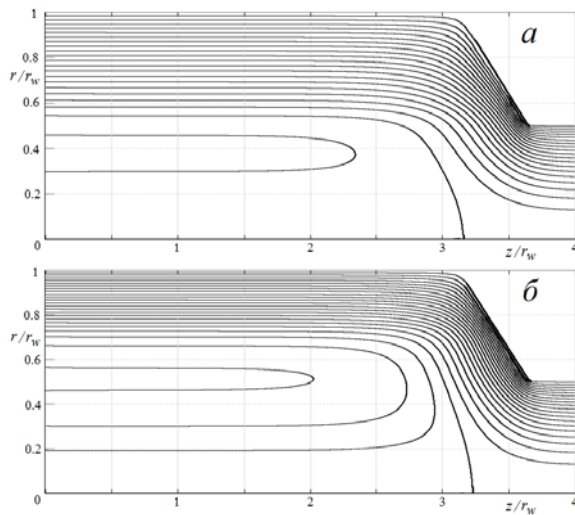


Рис. 4. Двумерная структура магнитного поля FRC для профиля 3 при  $\beta_s = 0.5$ ,  $a/r_w = 0.55$  (а) и  $0.7$  (б)

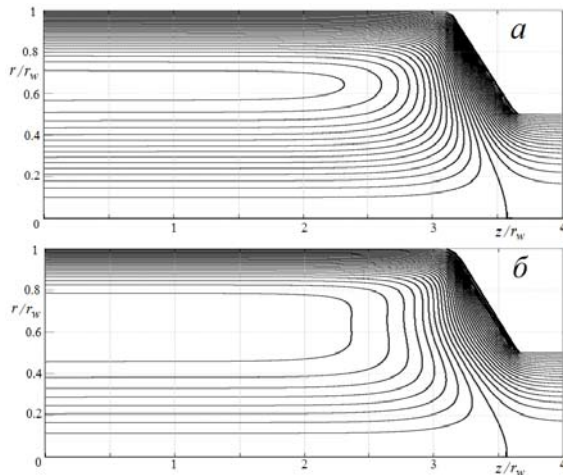


Рис. 5. Двумерная структура магнитного поля FRC для профиля 3 при  $a/r_w = 0.9$  и  $\beta_s = 0.3$  (а) и  $0.7$  (б)

В рамках нашей постановки задачи торцевые магнитные пробки являются необходимым условием продольного равновесия конфигурации. Длина конфигурации определяется положением пробок. Характерная структура FRC с замкнутыми магнитными силовыми линиями и сепаратрисой, ограниченной пробками, формируется при  $a > r_{wp}$ . Эти особенности согласуются с результатами работ [15, 16], в которых рассматривается влияние «пробок» на структуру равновесия FRC.

На рис.6 приведены примеры расчета эволюции концентрации частиц в условиях, близких к современным экспериментам на FRC. Приведенные распределения концентрации  $n$  получены в результате совместного решения уравнений (2)–(5) со следующими начальными условиями: в точке нулевого поля концентрация частиц (ионов и электронов)  $n_0 = 2.5 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и температура  $T_0 = 1 \text{ кэВ}$ ; внешнее магнитное поле  $B_e = 1 \text{ Тл}$ . Время потерь из области открытых силовых линий принято равным времени ион-ионных столкновений.

Коэффициент диффузии принят постоянным по сечению плазмы. Отметим, что данные экспериментов [17–19] свидетельствуют о постоянстве коэффициента

диффузии в объеме плазмы, но его величина может изменяться со временем, так как меняются параметры плазмы. Изменение полного количества частиц с течением времени показано на рис. 7.

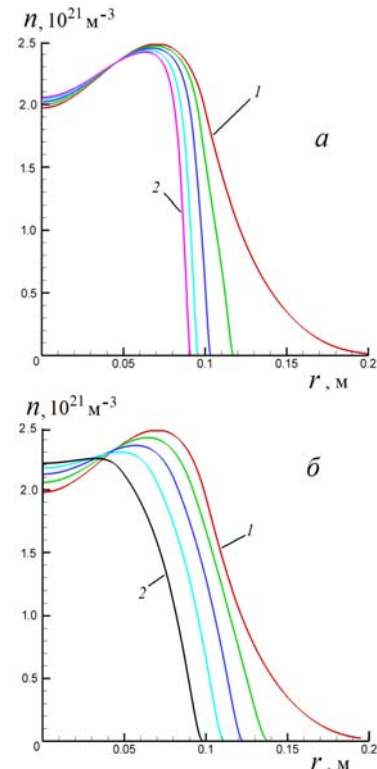


Рис. 6. Эволюция концентрации частиц в центральном сечении FRC при  $D_{\perp} = 1 \text{ м}^2/\text{с}^2$  (а) и  $10 \text{ м}^2/\text{с}^2$  (б): 1 – начальное распределение, 2 – распределение в конце счета при  $t = 100 \text{ мкс}$  (а) и  $50 \text{ мкс}$  (б)

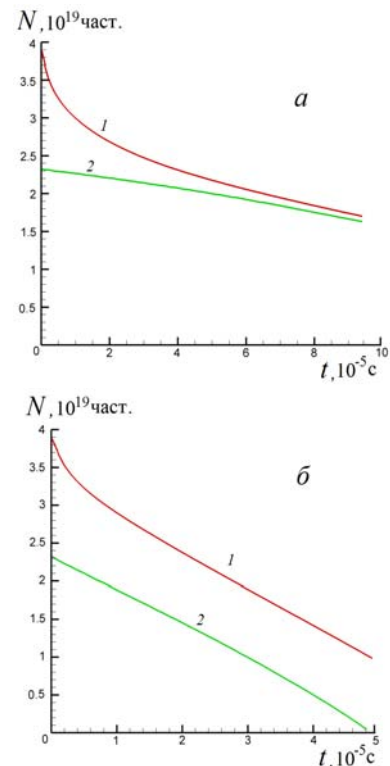


Рис. 7. Эволюция полного количества частиц при  $D_{\perp} = 1 \text{ м}^2/\text{с}^2$  (а) и  $10 \text{ м}^2/\text{с}^2$  (б): 1 – внутри всей расчетной области, 2 – внутри сепаратрисы

Решения на рис. 6, 7. соответствуют случаю свободного распада плазмы, то есть при нулевых источниках в уравнениях транспорта.

Как показало моделирование, глобальное время удержания зависит как от коэффициента поперечной диффузии из области замкнутых магнитных силовых линий FRC, так и от времени продольных потерь из области открытых силовых линий. В зависимости от величины коэффициента диффузии можно выделить два характерных режима: 1) режим с доминированием поперечного турбулентного транспорта из области замкнутых магнитных силовых линий; 2) режим с доминированием продольных столкновительных потерь из области открытых линий. При оценке глобального времени удержания необходимо учитывать наличие двух режимов и их особенности.

### 3. ГЛОБАЛЬНОЕ ВРЕМЯ УДЕРЖАНИЯ ЧАСТИЦ

Рассмотрим интегральный баланс частиц. Интегральное время удержания  $\tau_{\perp}$ , измеряемое в экспериментах, определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} \int n dV = -\oint D_{\perp} (\nabla_{\perp} n)_s dF, \quad (6)$$

где  $D_{\perp}$  – эффективный коэффициент диффузии в слое вблизи сепаратрисы;  $(\nabla_{\perp} n)_s$  – градиент концентрации на сепаратрисе, интегрирование производится по объему  $V$  внутри сепаратрисы и ее поверхности  $F$ .

Из соотношения (6) следует, что коэффициент диффузии связан с интегральным временем удержания частиц  $\tau_{\perp}$  и радиусом сепаратрисы  $a$ :

$$D_{\perp} \approx \alpha (a^2 / \tau_{\perp}), \quad (7)$$

где  $\alpha = \langle n \rangle L_n / 2n_s a$ ;  $L_n$  – масштаб градиента концентрации на сепаратрисе;  $\langle n \rangle$  – среднее по объему значение концентрации;  $n_s$  – концентрация плазмы на сепаратрисе.

Баланс потоков частиц через сепаратрису приводит к соотношению  $D_{\perp} \approx L_n L_0 / \tau_{\perp}$ , где  $L_0$  – толщина плазменного слоя снаружи сепаратрисы;  $\tau_{\perp}$  – время потерь частиц из области открытых силовых линий. Например, в кинетическом режиме  $\tau_{\perp}$  порядка времени кулоновских ион-ионных столкновений  $\tau_{ii}$ . Тогда получаем оценку:

$$\frac{L_n}{a} = \frac{\langle n \rangle}{2n_s} \frac{\tau_{\perp}}{\tau_{\perp}} \frac{L_n}{L_0}, \quad \alpha = \left( \frac{\langle n \rangle}{2n_s} \right)^2 \frac{\tau_{\perp}}{\tau_{\perp}} \frac{L_n}{L_0}.$$

Для условий экспериментов  $\tau_{\perp} \sim 3\tau_{\parallel}$ . При  $\beta_s \approx 0.5$ , типичном для FRC, рассматриваемым модельным профилям соответствуют значения  $L_n/a \approx 0.1$  и  $\alpha \approx 0.1$ .

Для рассмотренных выше модельных профилей  $L_0 \sim L_n$ . Толщина слоя плазмы снаружи сепаратрисы зависит от соотношения времен  $\tau_{\perp}$  и  $\tau_{\parallel}$ . Если  $\tau_{\parallel} \ll \tau_{\perp}$ , что означает быстрый уход частиц из области открытых силовых линий, то толщина слоя плазмы снаружи сепаратрисы сравнима с характерным значением циклотронного радиуса ионов  $L_0 \sim \rho_i$ . Моделирование при  $\tau_{\parallel} \ll \tau_{\perp}$  показало быстрое опустошение области

открытых силовых линий и формирование резкого спада концентрации за сепаратрисой. При этом внутри сепаратрисы профиль концентрации остается качественно подобным начальному профилю. Режимы с  $L_0 \gg \rho_i$  требуют интенсивного подвода частиц от внешнего источника в область открытых линий.

Отношение  $L_n/L_0$  можно рассматривать как еще один параметр, определяющий свойства FRC. Оно определяет эффективное время потерь из слоя вблизи сепаратрисы  $\tau_{\parallel eff} = \tau_{\parallel} L_n/L_0$ . В условиях существующих экспериментов  $L_0 \approx \rho_i$ . Это соотношение соответствует режимам с  $\tau_{\parallel} \ll \tau_{\perp}$ , за исключением случая источника частиц в области открытых силовых линий. Таким образом, для всех практически важных случаев можно полагать  $L_0 \approx \rho_i$ .

Анализ показал, что параметр  $\alpha$  при заданном значении  $\eta$  может быть выражен только через отношение  $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel eff}$ . Соответствующие зависимости для профилей 1–3 представлены на рис. 8. Как можно видеть, связь  $\alpha$  с  $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel eff}$  имеет практически универсальный характер, слабо зависящий от структуры магнитного поля (в рассматриваемом случае – от типа модельного профиля магнитного поля). С помощью такой зависимости можно анализировать транспортные потери в различных режимах. Эту зависимость можно аппроксимировать выражением вида  $\alpha \approx k (\tau_{\parallel eff}/\tau_{\perp})^s$ , где  $k$  и  $s$  – некоторые постоянные. Например, при  $\eta = 2$  значения коэффициента и показателя степени следующие:  $k = 0.2$ ,  $s = 0.53$  для  $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel eff} < 0.1$  и  $k = 0.3$ ,  $s = 0.7$  для  $0.1 < \tau_{\parallel eff}/\tau_{\perp} < 1$ .

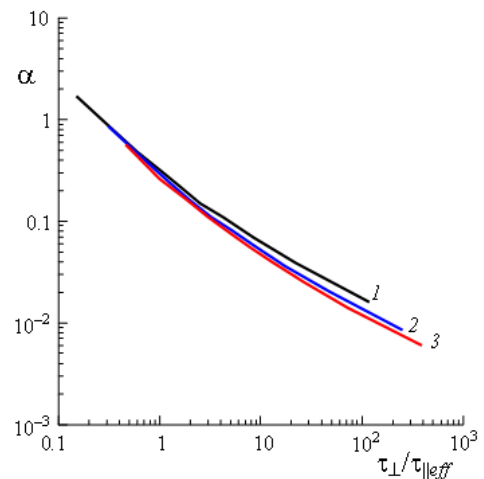


Рис. 8. Параметр  $\alpha$  в зависимости от отношения  $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel eff}$ : 1, 2, 3 – номера модельных профилей магнитного поля

Можно записать следующее уравнение для расчета интегрального времени  $\tau_{\perp}$  удержания частиц в FRC:

$$k \left( \frac{\tau_{\parallel eff}}{\tau_{\perp}} \right)^{s+1} = \frac{D_{\perp} \tau_{\parallel eff}}{a^2}. \quad (8)$$

В этом выражении безразмерные комплексы  $\tau_{\parallel eff}/\tau_{\perp}$  и  $D_{\perp} \tau_{\parallel eff}/a^2$  представляют собой критерии подобия транспортных режимов.

Так как  $\tau_{\perp}$  практически всегда заметно превышает  $\tau_{\parallel}$ , то интегральное время удержания  $\tau$ , характеризующее общее число частиц, практически равно  $\tau_{\perp}$ . По-

этому под временем удержания следует понимать величину  $\tau = \tau_{\perp}$ . Как можно видеть по уравнению (8), эта величина не совпадает со временем транспорта частиц из области замкнутых силовых линий  $\tau_{\perp}^* \approx a^2/D_{\perp}$ . Оно также зависит от времени удержания плазмы в области открытых силовых линий. Это обстоятельство является следствием природы FRC, сочетающей свойства замкнутых и открытых магнитных ловушек.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На наш взгляд, FRC обладает очевидными преимуществами в качестве реактора с D-<sup>3</sup>He-топливом. Для полного физического обоснования концепции такого реактора необходима экспериментальная проверка предсказаний моделирования транспорта в условиях, близких к термоядерному реактору. Для этого необходимы эксперименты на установках FRC нового поколения или модернизация существующих установок. В результате может быть уточнена зависимость времени удержания от параметров системы, а также продемонстрирована возможность поддержания режимов улучшенного удержания. В нашей модели причиной транспорта считается развитие дрейфовых неустойчивостей, т.е. принят стандартный для магнитных ловушек механизм аномального транспорта. Расчеты показывают, что, видимо, потребуется улучшение удержания по сравнению с предсказанием теории для режимов без сдвиговых течений. Для этого могут быть использованы методы генерации сдвиговых течений, которые неоднократно были продемонстрированы при создании транспортных барьеров в различных магнитных ловушках. В FRC существуют все условия для генерации таких течений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 11-08-00700-а.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И., Семенов В.Н. Компактный тор // Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 7. М.: ВИНТИ, 1985. С. 80–135.
2. Tuszewski M. Field reversed configurations // Nucl. Fusion. 1988. V. 28. Pp. 2033–2092.
3. Steinhauer L.C. Review of field-reversed configurations // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 070501 (38pp).
4. Tuszewski M., Smirnov A., Deng B.H., et al. Combined FRC and mirror plasma studies in the C-2 device // Fusion Sci. Technol. 2011. V. 59. No. 1T. Pp. 23–26.
5. Чирков А.Ю. Оценка параметров плазмы в D-<sup>3</sup>He-реакторе на основе обращенной магнитной конфигурации // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2006. Вып. 4. С. 57–67.
6. Чирков А.Ю. О перспективах малорадиоактивного термоядерного реактора на основе обращенной магнитной конфигурации // Прикладная физика. 2007. № 1. С. 94–98.
7. Чирков А.Ю., Бендерский Л.А., Бердов Р.Д., Большакова А.Д. Модель транспорта в квазиравновесных обращенных магнитных конфигурациях // Вестник МГТУ. Сер. "Естественные науки". 2011. № 4. С. 15–27.
8. Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Electromagnetic drift instabilities in high- $\beta$  plasma under conditions of a field reversed configuration // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. 012105 (8pp).
9. Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. Особенности бесстолкновительных градиентных дрейфовых неустойчивостей в плазме с сильно неоднородным магнитным полем и высокими  $\beta$  // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 473–483.
10. Чирков А.Ю. Двухмасштабное моделирование турбулентного транспорта в сдвиговых течениях плазмы в магнитном поле // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 9. www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-017.pdf.
11. Галкин С.А., Дроздов В.В., Семенов В.Н. Полуторамерная модель эволюции равновесных состояний плазмы в компактном торе. Препринт № 75, ИПМ им. М.В. Келдыша, Москва, 1988.
12. Галкин С.А., Дроздов В.В., Семенов В.Н. Эволюция равновесия плазмы компактного тора с учетом различных каналов потерь // Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 3. С. 288–299.
13. Ikeyama T., Hiroi M., Nogi Y., Ohkuma Y. Beta value at separatrix of field-reversed configuration // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 042512 (5 pp).
14. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. Т. 1. Пер. с англ. М.: Мир, 1990.
15. Suzuki Y., Okada S., Goto S. Analysis of averaged  $\beta$  value in two dimensional equilibria of a field-reversed configuration with end mirror fields // J. Plasma Fusion Res. Series. 1999. V.2. P. 218–221.
16. Takahashi T., Gota H., Nogi Y. Control of elongation for field-reversed configuration plasmas using axial field index of a mirror confinement field // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. Pp. 4462–4467.
17. Carlson A.W. A search for lower-hybrid-drift fluctuations in a field reversed configuration using CO<sub>2</sub> heterodyne scattering // Phys. Fluids. 1987. V. 30. Pp. 1497–1509.
18. Okada S., Kiso Y., Goto S., Ishimura T. Estimation of the electrical resistivity in field-reversed-configuration plasmas from detailed interferometric measurements // Phys. Fluids. 1989. V. B1. Pp. 2422–2429.
19. Okada S., Ueki S., Himura H., et al. Measurement of magnetic field fluctuation in a field-reversed-configuration plasma // Fusion Technol. 1995. V. 27 (1T). Pp. 341–344.