

А. Ю. Чирков, Л. А. Бендерский,
Р. Д. Бердов, А. Д. Большакова

МОДЕЛЬ ТРАНСПОРТА В КВАЗИРАВНОВЕСНЫХ ОБРАЩЕННЫХ МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ

Сформулирована модель транспорта частиц из плазмы обращенной магнитной конфигурации (FRC). Равновесная двумерная структура FRC исследуется на основе уравнения Грэда–Шафранова с использованием модельных профилей давления. Разработанная методика позволяет провести адекватное сравнение экспериментальных данных об удержании частиц с оценками по модели градиентных дрейфовых неустойчивостей. Полученное согласие теоретических и экспериментальных данных свидетельствует в пользу гипотезы транспорта, вызываемого этими неустойчивостями.

E-mail: alexxeich@mail.ru

Ключевые слова: высокотемпературная плазма; обращенная магнитная конфигурация; магнитогидродинамическое равновесие; турбулентный транспорт.

Обращенная магнитная конфигурация (ОМАК — field reversed configuration) [1, 2] — одна из наиболее перспективных магнитных систем для удержания плазмы высокого давления. Важнейшая характеристика таких систем — это отношение

$$\beta = \frac{p}{B^2/(2\mu_0)}, \quad (1)$$

где p — давление плазмы; $B^2/(2\mu_0)$ — магнитное давление; B — индукция магнитного поля в плазме; μ_0 — магнитная постоянная. Используется также отношение давления плазмы к давлению внешнего магнитного поля

$$\beta_0 = \frac{p}{B_e^2/(2\mu_0)}, \quad (2)$$

где B_e — индукция внешнего (по отношению к плазме) магнитного поля.

Схема магнитного поля ОМАК показана на рис. 1. Обычно ОМАК относят к классу замкнутых магнитных ловушек, так как плазма практически целиком расположена в области замкнутых силовых линий магнитного поля, ограниченной сепаратрисой; за сепаратрисой находится область открытых силовых линий. Давление плазмы максимально на нейтральной линии, где индукция магнитного поля $B = 0$. В сильно вытянутых ОМАК средняя кривизна магнитных силовых линий невелика. Сжатая ОМАК имеет форму, близкую к сферической, и радиус кривизны магнитных силовых линий в этом случае имеет порядок размера конфигурации. Во внутренних областях ОМАК

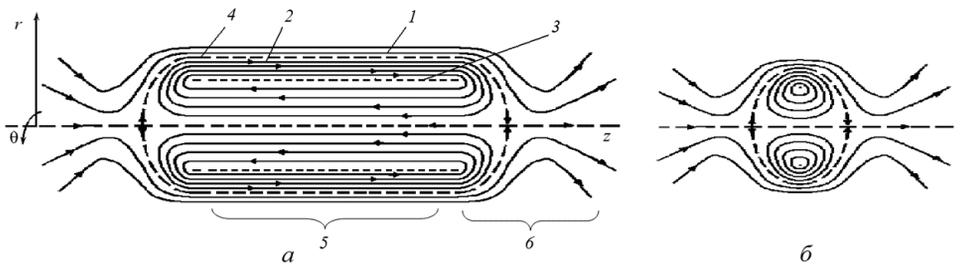


Рис. 1. Схема магнитного поля вытянутой (а) и сжатой (б) ОМАК:

1 – область открытых силовых линий; 2 – область замкнутых силовых линий; 3 – область слабого магнитного поля ($B \approx 0$); 4 – сепаратриса; 5 – область практически прямых силовых линий; 6 – область сильно искривленных магнитных силовых линий

отношение давления плазмы к давлению магнитного поля в плазме $\beta > 1$. Характерные значения параметра β показывают, что в ОМАК энергия плазмы значительно превышает энергию магнитного поля [1]. Максимальное значение $\beta_0 = 1$ ($\beta \rightarrow \infty$) в ОМАК достигается на оси плазменного витка. Средние значения β_0 по объему, ограниченному сепаратрисой, $\langle \beta_0 \rangle = 0,7-0,9$ [1, 2]. Обращенная магнитная конфигурация обладает всеми необходимыми свойствами для использования ее в качестве системы удержания плазмы термоядерного реактора с D-³He-топливом [3, 4].

Одной из наиболее серьезных и малоизученных проблем ОМАК является аномальный транспорт частиц и энергии поперек линий магнитного поля. Ранние теории, связанные с неустойчивостью нижнегибридных колебаний, не подтвердились при экспериментальных исследованиях [5–7]. На основе анализа низкочастотных градиентных дрейфовых неустойчивостей [8] было высказано предположение, что транспорт вызван этими неустойчивостями. Расчеты по электростатической модели [9] показали, что в условиях плазмы ОМАК максимальный инкремент таких неустойчивостей соответствует диапазону волновых чисел, характерному для электронной температурно-градиентной (ETG) дрейфовой неустойчивости. Оцененные параметры неустойчивости согласуются с экспериментальными данными [5]. Как дальнейшее развитие идеи ETG-транспорта была разработана модель электромагнитных дрейфовых неустойчивостей при высоких значениях параметра β [10–12]. Расчеты по этой модели показали, что в условиях ОМАК дрейфовые неустойчивости ETG-диапазона могут развиваться при $\beta_0 < 0,8$ [13]. В области с $\beta_0 > 0,8$ ионы можно считать плохо замагниченными, следовательно, высокий перенос во внутренних областях существующих установок ОМАК может обеспечиваться классическими механизмами. Область с $\beta_0 \approx 0,5$ играет определяющую роль в глобальном удержании частиц и энергии в ОМАК.

В условиях FRC максимальный инкремент соответствует диапазону $\beta_0 \approx 0,3-0,5$ [13]. Отметим, что оценки интегрального времени удержания частиц в ОМАК [14] согласуются с качественным характером транспорта, вызываемого дрейфовыми неустойчивостями.

Основная задача настоящей работы состоит в разработке транспортной модели, позволяющей проводить прямое сравнение значений коэффициента турбулентной диффузии, предсказываемых моделью дрейфовых неустойчивостей, и значений, соответствующих экспериментальным данным. Располагая методикой расчета транспортных процессов, адекватной условиям экспериментов на современных установках ОМАК, можно прогнозировать транспортные свойства этих систем для условий термоядерного реактора. Подчеркнем, что моделирование транспортных процессов является ключевым элементом физического обоснования эффективности таких реакторов.

Трудность поставленной задачи связана с особенностью структуры ОМАК. В слое плазмы, расположенном внутри сепаратрисы, доминирует механизм транспорта, связанный с неустойчивостями. Потери частиц из области открытых силовых линий, расположенной снаружи сепаратрисы, 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 значений этих градиентов. В центральной области с $\beta_0 > 0,8$ рассматриваемые градиентные дрейфовые неустойчивости, видимо, не могут развиваться. Отсутствие экспериментальных данных о флуктуациях не позволяет выдвинуть обоснованные предположения о транспортных процессах в этой области. Отметим, что интенсивность классического столкновительного переноса в этой области может быть высока, так как магнитное поле там сильно ослаблено диамагнетизмом плазмы и ионы практически немагнитны.

Необходимыми элементами моделирования транспорта являются структура магнитного поля и распределения параметров плазмы в магнитной конфигурации. В предлагаемой модели 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. Эта модель устанавливает связь между значением коэффициента диффузии на сепаратрисе и интегральным временем удержания. В результате становится возможным определить

коэффициент диффузии по времени удержания, измеренному в экспериментах, и, следовательно, сравнить определенные таким образом значения коэффициента диффузии с предсказаниями теории дрейфовых неустойчивостей.

Модель квазистационарной пространственной структуры ОМАК с учетом транспорта. Результаты анализа электромагнитных дрейфовых неустойчивостей в условиях ОМАК [13] показали, что их развитие в основном сконцентрировано в области вблизи сепаратрисы. Коэффициент переноса может быть оценен как комбинация максимального инкремента и пространственного масштаба [15]. Максимальный инкремент, согласно решениям дисперсионного уравнения, для области вблизи сепаратрисы составляет

$$\gamma_{\max} = C \frac{k_B T}{e B L_n \rho_{Ti}}, \quad (3)$$

где k_B — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; T — температура плазмы (температуры ионов и электронов для простоты полагаются равными); $L_n = -n/\nabla_{\perp} n$ — пространственный масштаб градиента концентрации частиц n ($L_n > 0$, так как концентрация спадает от центра плазмы к периферии); ∇_{\perp} — оператор производной в направлении поперек магнитных силовых линий; ρ_{Ti} — тепловой циклотронный радиус ионов; числовое значение коэффициента C равно $\approx 0,1$.

Пространственный масштаб транспорта, согласно оценкам, имеет порядок ρ_{Ti} . В результате коэффициент диффузии пропорционален гиробомовскому коэффициенту диффузии и оценивается так:

$$D_{\perp} \approx 0,1 \frac{\rho_{Ti} k_B T}{L_n e B}. \quad (4)$$

Эта величина относится к слою плазмы, прилегающему к сепаратрисе изнутри. Она вычисляется по параметрам вблизи сепаратрисы и характеризует транспорт в слое толщиной порядка L_n . Указанное обстоятельство является следствием глобального характера дрейфовой турбулентности, т.е. действия флуктуаций, генерирующихся на некоторой поверхности, на значительном расстоянии от этой поверхности.

Моделирование равновесия и транспорта в ОМАК подразумевает совместное решение уравнений переноса частиц, импульса и энергии. В рассматриваемых условиях скорость релаксации конфигурации к гидродинамическому равновесию значительно превосходит скорость изменения параметров в результате транспорта. Поэтому при моделировании ОМАК уравнение движения заменяется уравнением равновесия в приближении одножидкостной магнитной гидродинамики, т.е. уравнением Грэда–Шафранова. Еще одно, стандартное для моделирования транспорта в ОМАК, приближение заключается в рассмотрении усредненных по магнитной поверхности уравнений транспорта [16].

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right) = s_n - \frac{n}{\tau}. \quad (5)$$

Здесь τ — время прямых конвективных потерь; оно практически бесконечно внутри сепаратрисы и сравнительно невелико снаружи (в области открытых силовых линий).

В настоящей работе рассматриваются вытянутые ОМАК, для которых использование уравнения (5) наиболее корректно.

Далее рассмотрим модель, использованную для сравнения полученных оценок с экспериментальными данными. Обычно такие модели специально разрабатываются с учетом особенностей экспериментов и измеряемых интегральных величин [17, 18]. При упрощенных оценках уравнение энергии не рассматривается. Считается, что соотношения между градиентами температуры и концентрации известны из экспериментов. Тогда можно использовать следующие зависимости:

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

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 ОМАК обладает цилиндрической симметрией, ее двумерная структура рассматривается в цилиндрических координатах r , z . В центральном сечении ($z = 0$) выполняется уравнение баланса давлений

$$p + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{B_e^2}{2\mu_0}. \quad (6)$$

Если известно распределение индукции магнитного поля (например, измеренное в эксперименте), то распределение давления в центральном сечении может быть найдено из уравнения (6). Распределения концентрации, температуры и давления при заданном параметре η однозначно связаны друг с другом. Для нахождения распределений указанных параметров (давление, концентрация, температура) можно воспользоваться модельными профилями [19] магнитной индукции в центральном сечении, качественно соответствующими экспериментальным режимам. При $r < a$ (a — радиус сепаратрисы) указанные профили имеют следующий вид:

$$B_1 = cB_e u; \quad (7)$$

$$B_2 = \frac{1}{2} cB_e (u + u^3); \quad (8)$$

$$B_z = cB_e u^3, \quad (9)$$

где $u = 2r^2/a^2 - 1$; $c = \sqrt{1 - \beta_s}$; $\beta_s = p_s/p_0$; p_s и β_s — значения давления и параметра β_0 на сепаратрисе.

При $r > a$ магнитная индукция определяется соотношением

$$B = B_e \{1 - (1 - c) \exp[-(r - a)/\delta]\}, \quad (10)$$

где для профилей 1–3, задаваемых уравнениями (7)–(9), масштабы изменения магнитной индукции соответственно равны

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

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

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

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 \frac{dp}{d\psi}, \quad (11)$$

где ψ — функция магнитного потока, определяющая компоненты магнитного поля $B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}$; $B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}$; величина $dp/d\psi$ как функция ψ вычисляется с использованием модельных профилей, заданных зависимостями (7)–(10).

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 $p(\psi)$, которая вместе с ее производной $dp/d\psi$ зависит только от ψ (и они определены не только в центральном сечении, но и во всей рассматриваемой области). Отметим, что задание определенной зависимости $p(\psi)$ не означает единственности решения $\psi(r, z)$, которое в значительной мере определяется граничными условиями.

Граничные условия в рассматриваемой модели формулируются следующим образом. На оси цилиндра $\psi = 0$. На стенке $\psi = \psi_w = \text{const}$, т.е. стенка считается идеально проводящей. Практически это приближение справедливо в условиях, когда проводимость стенки значительно больше проводимости плазмы, что соответствует условиям экспериментов. Для стабилизации осевого положения конфигурации на торцах предусмотрены области сжатия магнитного потока — так называемые пробки. Форма стенки задается радиусами в центральной части r_w и в пробках r_{wp} . В пробках задано граничное условие

$d\psi/dz = 0$ ($B_r = 0$). В центральной плоскости ($z = 0$) функция магнитного потока соответствует какому-либо из указанных выше модельных профилей.

В численном коде, разработанном для решения системы уравнений (5), (11), использован подход расщепления по физическим процессам. На каждом шаге по времени изменение концентрации частиц $n(r)$ рассчитывается при неизменной магнитной конфигурации. Затем для найденного нового $n(r)$ 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. Так как в рассматриваемую модель не входит уравнение переноса энергии, температура находится с помощью заданного параметра η . В качестве начальных условий используются модельные профили (7)–(10). В разработанном коде используется разностная схема, построенная по методу контрольного объема, который непосредственно учитывает физические законы сохранения [20].

Примеры рассчитанной двумерной структуры магнитного поля ОМАК приведены на рис. 2 для модельных распределений (7)–(10). Основным параметром, от которого зависит распределение магнитного поля, является β_s . Конфигурации с различными β_s показаны на рис. 3. Главный результат моделирования двумерной структуры ОМАК заключается в том, что форма сепаратрисы определяется формой проводящей стенки. Следует отметить, что часто при расчетах структуры магнитного поля ОМАК форма сепаратрисы задается, а в рассматриваемом случае она находится в соответствии с граничными условиями на стенке камеры, в центральном сечении и на торце системы. В рамках постановки задачи торцевые магнитные пробки являются необходимым условием продольного равновесия конфигурации. Длина конфигурации определяется положением пробок. Расчеты показали, что характерная структура ОМАК с замкнутыми магнитными силовыми линиями и сепаратрисой, ограниченной пробками, формируется при $a > r_{wp}$.

На рис. 4 приведены примеры расчета эволюции концентрации частиц в условиях, близких к современным экспериментам на ОМАК. Приведенные распределения концентрации n получены в результате совместного решения системы уравнений (5), (11) со следующими начальными условиями: в точке нулевого поля концентрация частиц (ионов и электронов) $n_0 = 2,5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ и температура $T_0 = 1 \text{ кэВ}$; внешнее магнитное поле $B_e = 1 \text{ Тл}$; начальное распределение магнитной индукции соответствует профилю 1. Решения на рис. 4 соответствуют случаю свободного распада плазмы, т.е. источник частиц в уравнении

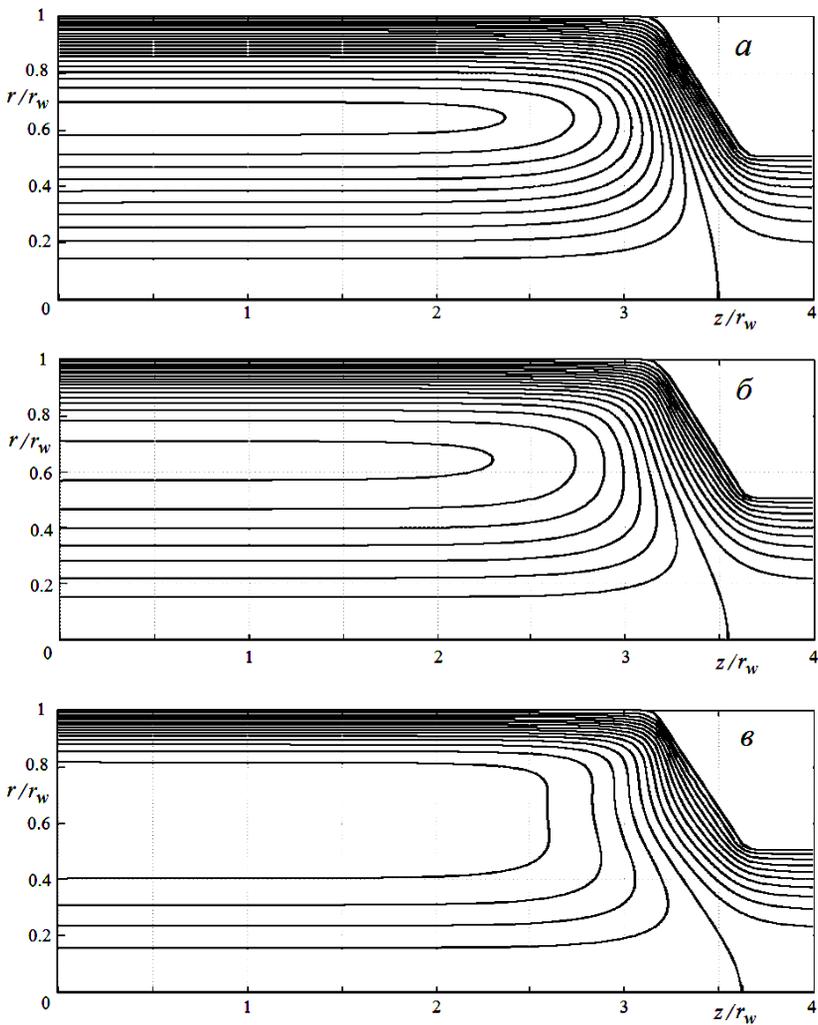


Рис. 2. Двумерная структура магнитного поля ОМАК (четверть продольного сечения) при $\beta_s = 0,5$, $a/r_w = 0,9$ для профилей 1 (а), 2 (б) и 3 (в)

(5) $s_n = 0$. Коэффициент диффузии принят постоянным, время потерь из области открытых силовых линий принято равным времени ион-ионных столкновений. Отметим, что данные экспериментов [5–7] косвенно свидетельствуют о постоянстве коэффициента диффузии в объеме плазмы, но его величина может изменяться со временем, так как меняются параметры плазмы.

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

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} \int n dV = - \oint D_{\perp} (\nabla_{\perp} n)_s dF, \quad (12)$$

где D_{\perp} — коэффициент диффузии в слое вблизи сепаратрисы; $(\nabla_{\perp} n)_s$

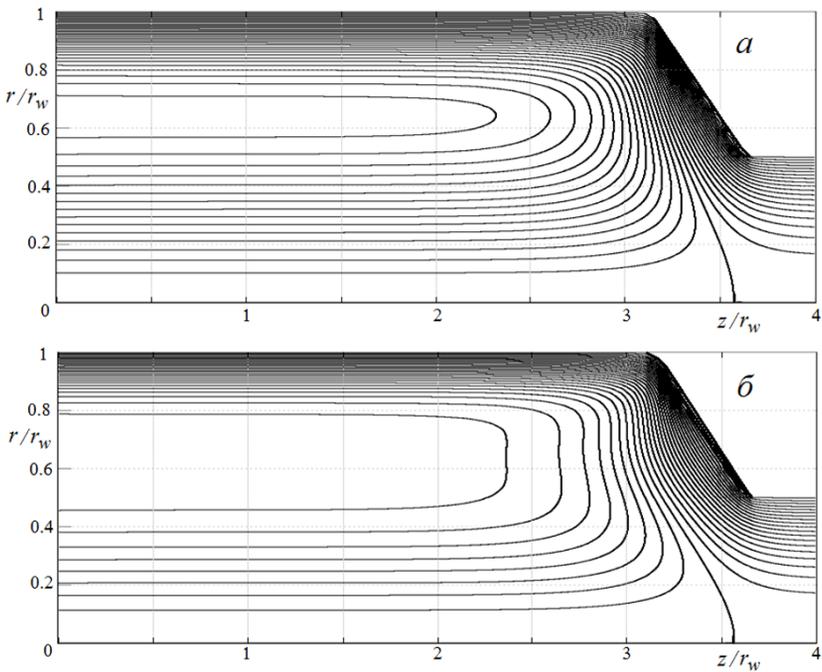


Рис. 3. Двумерная структура магнитного поля ОМАК (четверть продольного сечения) для профиля 3 при $a/r_w = 0,9$, $\beta_s = 0,3$ (а) и $\beta_s = 0,7$ (б)

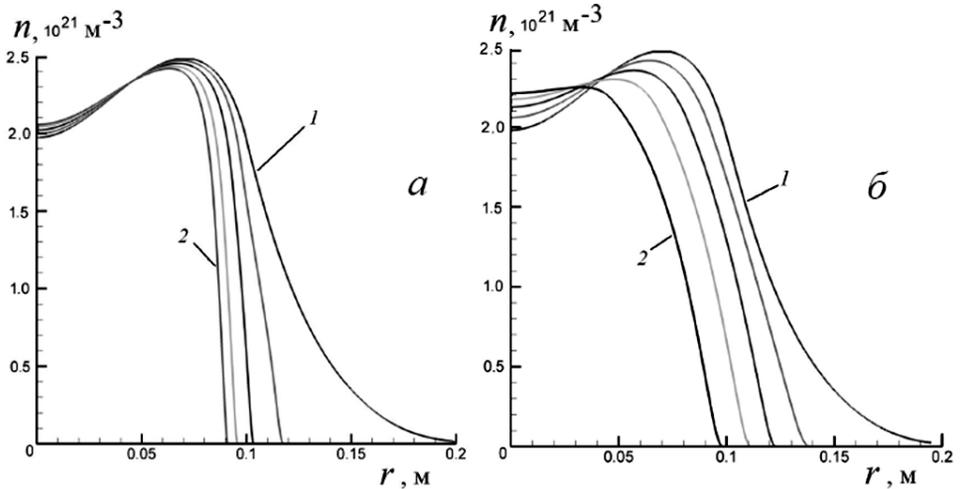


Рис. 4. Эволюция концентрации частиц в центральном сечении ОМАК при $D_{\perp} = 1 \text{ м}^2/\text{с}^2$ (а) и $D_{\perp} = 10 \text{ м}^2/\text{с}^2$ (б):
 1 – начальное распределение, 2 – в конце счета при $t = 100 \text{ мкс}$ (а) и 50 мкс (б)

— градиент концентрации на сепаратрисе; интегрирование проводится по объему V внутри и по поверхности F сепаратрисы.

Из этого соотношения следует, что коэффициент диффузии может быть определен по интегральному времени удержания частиц и

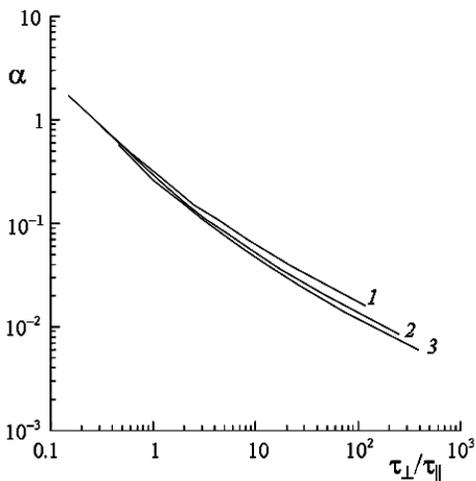


Рис. 5. Параметр α в зависимости от отношения $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel}$ при $\eta = 2$:

1, 2, 3 — номера профилей магнитного поля в соответствии с выражениями (7), (8), (9)

$\frac{L_n}{a} = \frac{\langle n \rangle}{2n_s} \frac{\tau_{\parallel}}{\tau_{\perp}}$; $\alpha = \left(\frac{\langle n \rangle}{2n_s} \right)^2 \frac{\tau_{\parallel}}{\tau_{\perp}}$. Для условий экспериментов $\tau_{\perp} \sim 3\tau_{\parallel}$. При $\beta_s \approx 0,5$, типичном для ОМАК, рассматриваемым модельным профилям соответствуют значения $L_n/a \approx 0,1$ и $\alpha \approx 0,1$. При этих условиях использование эмпирических скейлингов для τ_{\perp} [14] в выражении (13) дает значения коэффициента диффузии, хорошо согласующиеся с теоретическим результатом, представленным выражением (4).

Анализ показал, что параметр α при заданном значении η может быть выражен только через отношение $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel}$. Соответствующие зависимости представлены на рис. 5. Как можно видеть, связь α с $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel}$ 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. В режимах с $\tau_{\perp} > \tau_{\parallel}$, представляющих практический интерес, эту зависимость можно аппроксимировать выражением вида $\alpha \approx k(\tau_{\parallel}/\tau_{\perp})^s$. Например, при $\eta = 2$ значения коэффициента и показателя степени следующие: $k = 0,2$, $s = 0,53$ для $\tau_{\parallel}/\tau_{\perp} < 0,1$ и $k = 0,3$, $s = 0,7$ для $0,1 < \tau_{\parallel}/\tau_{\perp} < 1$.

Запишем уравнение для расчета интегрального времени τ_{\perp} удержания частиц в ОМАК

$$k \left(\frac{\tau_{\parallel}}{\tau_{\perp}} \right)^{s+1} = \frac{D_{\perp} \tau_{\parallel}}{a^2}, \quad (14)$$

радиусу сепаратрисы так:

$$D_{\perp} \approx \alpha \frac{a^2}{\tau_{\perp}}, \quad (13)$$

где $\alpha = \frac{\langle n \rangle L_n}{2n_s a}$; L_n — масштаб градиента концентрации и n_s — концентрация плазмы на сепаратрисе.

Баланс потоков частиц через сепаратрису приводит к соотношению $D_{\perp} \approx L_n^2/\tau_{\parallel}$, где τ_{\parallel} — время потерь частиц из области открытых силовых линий (например, в кинетическом режиме τ_{\parallel} порядка времени кулоновских ион-ионных столкновений τ_{ii}). Тогда получаем оценку

где безразмерные комплексы $\tau_{\parallel}/\tau_{\perp}$ и $D_{\perp}\tau_{\parallel}/a^2$ являются критериями подобия.

Как следует из уравнения (14), интегральное время удержания частиц в ОМАК не совпадает с временем турбулентного транспорта частиц из области замкнутых силовых линий ($\sim a^2/D_{\perp}$). Оно также существенно зависит от времени удержания плазмы в области открытых силовых линий. Это обстоятельство является следствием природы ОМАК, сочетающей свойства замкнутых и открытых магнитных ловушек.

Рассмотрим следующие условия, характерные для термоядерного реактора: температура плазмы $T \sim 10$ кэВ, магнитная индукция на сепаратрисе $B \sim 3$ Тл, радиус сепаратрисы $a \sim 1$ м, $L_n \sim 0,1$ м. В этих условиях $D_{\perp} \sim 1$ м/с². Время удержания существенно зависит от величины α , т.е. от отношения $\tau_{\perp}/\tau_{\parallel}$. Если $\tau_{\parallel} \ll \tau_{\perp}$, то $\alpha \ll 1$, и, следовательно, $\tau_{\perp} \ll 1$ с. Такое время удержания недостаточно для термоядерного реактора. Поэтому необходимо обеспечить длительное удержание плазмы за сепаратрисой, т.е. достаточно большое τ_{\parallel} . Снизить продольные потери можно за счет формирования электростатических потенциальных барьеров на торцах системы (как, например, в амбиполярной открытой ловушке).

Другой путь улучшения удержания — снижение коэффициента поперечной турбулентной диффузии D_{\perp} . Это возможно при генерации сдвигового вращения плазмы с параметром сдвига $\gamma_s = r\partial\Omega/\partial r$ (Ω — угловая скорость), превышающим максимальный инкремент γ_{\max} . В этом случае коэффициент диффузии уменьшается пропорционально росту $(\gamma_s/\gamma_{\max})^2$. В указанных выше условиях $\gamma_{\max} \sim 10^5$ с⁻¹. Коэффициент диффузии также может быть снижен при реализации режима с $\beta_s > 0,8$, что соответствует существенному снижению инкрементов дрейфовых неустойчивостей.

Заключение. В результате проведенного исследования сформулирована модель транспорта в плазме ОМАК. Рассмотрены три варианта распределений давления в плазме, описывающие возможные режимы транспорта. Модель позволяет провести адекватную оценку коэффициента диффузии по измеряемому в экспериментах интегральному времени удержания частиц. Теоретические значения поперечного времени удержания, оцененные по модели дрейфовых неустойчивостей, находятся в хорошем согласии с данными экспериментов, что можно рассматривать как аргумент в пользу гипотезы о возбуждении турбулентности и транспорта в ОМАК градиентными дрейфовыми волнами. Созданная модель может быть положена в основу инженерной методики расчета и оптимизации перспективных магнитных систем класса ОМАК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куртмуллаев Р. Х., Малютин А. И., Семенов В. Н. Компактный тор // Итоги науки и техники. Физика плазмы. – 1985. Т. 7. – М.: ВИНТИ, 1985. С. 80–135.
2. Tuszewski M. Field reversed configurations // Nucl. Fusion. – 1988. – V. 28. – P. 2033–2092.
3. Momota H., Ishida A., Kohzaki Y., et al. Conceptual design of D-³He FRC reactor ARTEMIS // Fusion Technol. – 1992. – V. 21. – P. 2307–2323.
4. Чирков А. Ю. Оценка параметров плазмы в D-³He-реакторе на основе обращенной магнитной конфигурации // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. – 2006. Вып. 4. – С. 57–67.
5. Carlson A. W. A search for lower-hybrid-drift fluctuations in a field reversed configuration using CO₂ heterodyne scattering // Phys. Fluids. – 1987. – V. 30. – P. 1497–1509.
6. 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. – P. 2422–2429.
7. Okada S., Ueki S., Himura H., Goto S. Measurement of magnetic field fluctuation in a field-reversed-configuration plasma // Fusion Technol. – 1995. – V. 27, no. 1T. – P. 341–344.
8. Хвесьук В. И., Чирков А. Ю. О неустойчивостях в поверхностном слое плазмы обращенной магнитной конфигурации // Вестник МГТУ. Сер. Естественные науки. – 2009. – № 1. – С. 21–30.
9. Чирков А. Ю., Большакова А. Д. Численное исследование турбулентных транспортных процессов в компактной плазменной энергоустановке с продольными течениями // Наука и образование: электронное научно-техническое издание. – 2009. – № 4. <http://technomag.edu.ru/doc/119255.html>
10. Chirkov A. Yu., Khvesyuk V. I. Effect of finite length of plasma column on electromagnetic drift instabilities // Fusion Sci. Technol. – 2009. – V. 55, no. 2T. – P. 162–167.
11. Khvesyuk V. I., Chirkov A. Yu. Peculiarities of collisionless drift instabilities in poloidal magnetic configurations // Plasma Physics Reports. – 2010. – V. 36, no. 13. – P. 1112–1119.
12. Чирков А. Ю., Хвесьук В. И. Особенности бесстолкновительных градиентных дрейфовых неустойчивостей в плазме с сильно неоднородным магнитным полем и высокими β // Физика плазмы. – 2011. – V. 37, no. 5. – С. 473–483.
13. Chirkov A. Yu., Khvesyuk V. I. Electromagnetic drift instabilities in high- β plasma under conditions of a field reversed configuration // Phys. Plasmas. – 2010. – V. 17, no. 1. 012105.
14. Чирков А. Ю. О скейлингах для времени удержания плазмы в обращенной магнитной конфигурации // Прикладная физика. – 2007. № 2. – С. 31–36.
15. 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
16. 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. 288–298.
17. Rej D. J., Tuszewski M. A zero-dimensional transport model for field-reversed configurations // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27. – P. 1514–1520.

18. Steinhauer L. C., Milroy R. D., Slough J. T. A model for inferring transport rates from observed confinement times in field-reversed configurations // Phys. Fluids. – 1984. – V. 28. – P. 888–897.
19. Ikeyama T., Hiroi M., Nogi Y., Ohkuma Y. Beta value at separatrix of field-reversed configuration // Phys. Plasmas. – 2009. – V. 16. 042512.
20. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. – Т. 1. Пер. с англ. – М.: Мир, 1990, п. 3.4.4.

Статья поступила в редакцию 10.03.2011

Алексей Юрьевич Чирков родился в 1976 г., окончил в 2000 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор около 100 научных работ в области физики плазмы.

A.Yu. Chirkov (b. 1976) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2000. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of about 100 publications in the field of plasma physics.



Бендерский Леонид Александрович родился в 1988 г., студент кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 3 научных работ в области физики плазмы.

L.A. Benderskii (b. 1988) — student of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 3 publications in the field of plasma physics.



Бердов Роман Дмитриевич родился в 1988 г., студент кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 3 научных работ в области физики плазмы.

R.D. Berdov (b. 1988) — student of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 3 publications in the field of plasma physics.



Большакова Анна Дмитриевна родилась в 1983 г., аспирантка кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 6 научных работ в области физики плазмы.

A.D. Bol'shakova (b. 1983) — post-graduate of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 6 publications in the field of plasma physics.

