Наука и Образование МГТУ им. Н.Э. Баумана

Сетевое научное издание ISSN 1994-0408 Наука и Образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2014. № 12. С. 925–940.

DOI: 10.7463/1214.0747503

Представлена в редакцию: 02.12.2014 Исправлена: 04.12.2014

© МГТУ им. Н.Э. Баумана

УДК 533.9

Термоядерные перспективы обращенной магнитной конфигурации: эксперимент, теория, моделирование

Чирков А. Ю.^{1,*}, Гришин Ю. М.¹

<u>chirkov@bmstu.ru</u>

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Обращенная магнитная конфигурация (FRC, Field Reversed Configuration) – магнитная ловушка для удержания термоядерной плазмы с высоким отношением давления плазмы к магнитному давлению (параметр бета ~ 1). FRC сочетает свойства замкнутых и открытых магнитных ловушек. Высокие бета потенциально позволяют достичь высокой мощности в относительно компактной системе. В работе дан обзор экспериментальных результатов и выполнен анализ теоретических моделей FRC, важных с точки зрения создания энергетических термоядерных устройств на основе FRC. Наиболее сложной проблемой является оценка турбулентного транспорта. Наиболее вероятной причиной турбулентного транспорта является развитие электромагнитных градиентных дрейфовых неустойчивостей. Оцененные параметры дрейфовых неустойчивостей соответствуют имеющимся данным измерений. Обсуждается транспортная модель, учитывающая поперечные потери из области замкнутых магнитных силовых линий и потери частиц вдоль открытых силовых линий. Проведенный анализ позволяет сформулировать модели термоядерной плазмы в FRC для обоснования эффективности энергетических систем на ее основе.

Ключевые слова: обращенная магнитная конфигурация, высокотемпературная плазма, магнитное удержание

Введение

Дальнейшее развитие высоких технологий требует перехода на качественно новый уровень потребления энергии, и, соответственно, овладения новыми мощными источниками энергии. Одним из таких источников является термоядерный синтез. Реакция дейтерия с тритием

 $D + T \rightarrow n (14.1 \text{ M} \Rightarrow B) + {}^{4}\text{He} (3.5 \text{ M} \Rightarrow B)$ (1)

имеет наибольшую среди всех реакций ядерного синтеза скорость и требует наименьших температур (10–20 кэВ).

К недостаткам D–T-реакции относится, в частности, необходимость наработки трития, который на Земле отсутствует (период полураспада трития примерно 12 лет). Еще более серьезный недостаток, делающий идею промышленного термоядерного реактора с D– Т-топливом практически невозможной, – срок службы компонентов реактора, обращенных к плазме, в условиях интенсивного нейтронного излучения. Даже в случае применения наиболее стойких материалов указанные компоненты требуют замены не реже 3–5

Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана

лет. С экономической и технологической точек зрения это неприемлемо для энергетики ближайшего будущего.

Второе место по скорости синтеза занимает безнейтронная реакция дейтерия с легким изотопом гелия (гелием-3)

$$D + {}^{3}\text{He} \rightarrow p (14.68 \text{ M}3B) + {}^{4}\text{He} (3.67 \text{ M}3B).$$
 (2)

Гелий-3 является перспективным космическим энергоресурсом. На Земле его количество недостаточно для создания энергетики глобального масштаба, но имеются большие запасы гелия-3 на Луне. В планах ведущих космических держав по созданию лунных баз в ближней перспективе называется также добыча гелия-3 и доставка его на Землю. В дальнейшей перспективе гелий-3 может использоваться на космических электростанциях и, возможно, как топливо для мощных термоядерных ракетных двигателей. В ближней перспективе использование гелия-3 может обеспечить окупаемость лунных проектов. Поэтому уже сегодня необходимо располагать обоснованной концепцией реактора, использующего термоядерное топливо D_{-}^{3} He.

Отметим, что создать полностью безнейтронный цикл производства энергии на основе реакции (2) невозможно из-за побочных D–D-реакций

$$D + D \rightarrow n (2.45 \text{ M} \Rightarrow B) + {}^{3}\text{He} (0.817 \text{ M} \Rightarrow B),$$
 (3)

$$D + D \rightarrow p (3.02) + T (1.01 \text{ M} \oplus \text{B}).$$
 (4)

В реакции (2) образуются нейтроны, в реакции (3) – тритий, который вступает в реакцию (1) с дейтерием. Но, из-за относительно низких скоростей реакций (3) и (4) суммарный выход энергии в нейтронах составляет около 5 % для D^{-3} Не-реактора с равным содержанием дейтерия и гелия-3, что значительно ниже, чем 80 % для D^{-T} -реактора. Уровень нейтронных потоков в D^{-3} Не-реакторе достаточно низок, срок службы компонентов, обращенных к плазме, при этом около 40 лет.

Принципиальным для D–³He-реактора с магнитным удержанием плазмы является требование $\beta \approx 0.5$ [1, 2], где β – отношение давления плазмы *p* к магнитному давлению $p_M = B_e^2 / (2\mu_0)$, B_e – индукция внешнего (по отношению к плазме) магнитного поля, μ_0 – магнитная постоянная.

Традиционный токамак не может быть использован как система удержания плазмы для D^{-3} Не-реактора, так как значение $\beta \approx 0.1$ является для токамака предельным.



Рис. 1. Пример структуры обращенной магнитной конфигурации

Среди всех существующих систем, допускающих $\beta > 0.5$, наиболее существенными техническими преимуществами обладает обращенная магнитная конфигурация (field reversed configuration, FRC) [3–5]. Структура магнитного поля FRC показана на рис. 1. Обычно FRC относят к замкнутым магнитным ловушкам. Но FRC сочетает свойства и

замкнутых, и открытых ловушек [6]. Плазма в виде тороида расположена в области замкнутых силовых линий магнитного поля, ограниченной сепаратрисой. За сепаратрисой находится область открытых силовых линий. Давление плазмы максимально на магнитной оси (оси тороида), где индукция магнитного поля B = 0 и $\beta = 1$. Средние по объему внутри сепаратрисы значения β составляют 0.7–0.9 [3–6]. К техническим преимуществам FRC относятся простота магнитной системы внешних катушек и наличие так называемого естественного дивертора – открытых силовых линий, выходящих на торцы.

В настоящей работе анализируются сегодняшние знания о физике FRC и подходы к ее моделированию с целью прогнозирования режимов термоядерных систем на основе FRC. Высокие β , близкие к теоретическому пределу ($\beta = 1$), означают максимально эффективное использование магнитного поля и высокую плотность энерговыделения. Это необходимо для систем на основе реакции D–³He. В случае реакции D–T система имеет компактную геометрию, что особенно привлекательно для источников термоядерных нейтронов.

Обзор экспериментальных и теоретических исследований FRC

Современные достижения экспериментальной и теоретической физики FRC отражены в обзоре [5].

Из анализа экспериментальных данных [3–8], следует, что типичными для FRCэкспериментов являются следующие значения параметров: радиус сепаратрисы $a \approx 0.15$ м, внешнее магнитное поле $B_e \approx 0.5$ Тл, так называемая полная температура $T = T_i + T_e \approx 400$ эВ (T_i – температура ионов, T_e – температура электронов), параметр β вблизи сепаратрисы $\beta_s \approx 0.5$ и более. Времена удержания энергии τ_E и магнитного потока τ_{ϕ} примерно равны времени удержания частиц τ_N . Для большинства экспериментов $T_e/T_i \approx 0.5$ –1. Наиболее высокие параметры FRC, достигнутые в современных экспериментах, следующие: $B_e \approx 1$ Тл, $a \approx 0.2$ м, $T_i \approx T_e \approx 1$ кэВ [5, 7–9].

Традиционным способом создания FRC в эксперименте является обращение поля в тета-пинче. В новой установке C-2 используется слияние двух встречных тороидов, сформированных в тета-пинчевых камерах [9]. Этот же метод в сочетании с ускорением встречных плазмоидов применяется в установке FRC с индуктивными плазменными ускорителями (IPA, Inductive Plasma Accelerator) [10]. В установках TS-3 and TS-4 используется слияние сферомаков [11]. Указанные методы подразумевают многокамерную (в простейшем случае – двухкамерную) схему установки. Процессы формирования, ускорения, сжатия, удержания и др. реализуются в специальных отсеках (камерах) установки. Многокамерные схемы позволяют организовать вклад энергии в плазму на различных стадиях процесса и получить предельно высокие характеристики FRC на конечной стадии. Индуктивное формирование в однокамерной схеме может быть реализовано с высокой эффективностью передачи энергии накопителя плазменному образованию [12].

В последнее время были достигнуты значительные успехи в развитии экспериментальных методов продления существования и улучшения удержания плазмы в FRC [5]. На установке TCS реализован метод поддержания тока вращающимся магнитным полем [13]. В экспериментах на установке FIX при инжекции нейтральных частиц время удержания плазмы было увеличено в несколько раз [14]. Генерация сдвиговых течений (вынужденная и спонтанная) наблюдалась в экспериментах на TS-3 и TS-4 [11].

Отметим еще один важный момент экспериментальной физики FRC. Обычно магнитное поле FRC является чисто полоидальным и не обладает перекрещенностью силовых линий (магнитным широм). Но в ряде экспериментов наблюдались режимы генерации небольшой тороидальной составляющей магнитного поля в FRC [15, 16]. Теоретически также показано существование равновесных конфигураций FRC со слабым тороидальным полем и магнитным широм [17].

Для большинства процессов и явлений в FRC разработаны адекватные теоретические модели и методы анализа [5]. Важнейшим из элементарных свойств ловушки является абсолютное удержание заряженных частиц в магнитной конфигурации, то есть удержание без учета их столкновений и участия в коллективных взаимодействиях. Критерии абсолютного удержания следуют из анализа траекторий частиц [18]. Критерий эффективного удержания высокоэнергетичных термоядерных продуктов был получен в [19]. Стохастичность высокоэнергетичных частиц (нарушение условий адиабатичности движения) и связанные с этим возможные потери анализировались в [20-22]. Резюмируя свойства абсолютного удержания FRC можно сказать, что внешнее магнитное поле и радиус сепаратрисы должны быть как можно больше. Например, для удержания протонов с энергией 14 МэВ практически без начальных потерь (так называемых first orbit losses) произведение указанных величин должно удовлетворять условию B_ea > 15 Тл·м, для альфа-частиц с энергией 3.5 МэВ – $B_e a > 5.5$ Тл·м [19]. Динамика высокоэнергетичных (быстрых) частиц является определяющим процессом при моделировании инжекции [23] и поддержания тока быстрыми инжектируемыми частицами [24]. Быстрые термоядерные продукты помимо нагрева плазмы также могут вносить вклад в поддержание тока [25].

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 в FRC. Важные результаты, полученные с помощью многожидкостной теории МГД-равновесия [17] связаны с радиальным статическим электрическим полем, сдвиговыми течениями и зональными течениями. Как известно, неоднородное статическое электрическое поле и сдвиговые $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -течения играют важную роль в подавлении турбулентности и формировании режимов улучшенного удержания, что является общим свойством в плазмы, удерживаемой магнитным полем.

МГД-моделирование динамики FRC является крайне сложной задачей, требующей учета разнообразных по своей природе процессов. Поэтому существует лишь небольшое количество работ, посвященных численным исследованиям данной проблемы. Модель эволюции плазмы FRC с учетом различных каналов потерь [26] позволяет анализировать влияние транспортных механизмов на динамическую структуру FRC при заданных пространственных законах, описывающих потери. В работе [27] рассматривалось моделирование FRC на основе двухдидкостного МГД-кода, предусматривающего возможность учета анизотропии теплопроводности и вязкости плазмы.

В теории магнитогидродинамической устойчивости FRC достигнут высокий уровень понимания соответствующих явлений. Необходимо отметить, что в FRC-экспериментах время устойчивого удержания плазмы значительно больше, чем характерные времена развития МГД-неустойчивостей [5].

Во многих экспериментах время устойчивого удержания ограничено развитием ротационной неустойчивости, развитие которой было надежно зарегистрировано во многих FRC-установках. В работе [28] показано стабилизирующее действие вращающегося магнитного поля. В экспериментах Р.Х. Куртмуллаева и сотрудников [3] признаков ротационной неустойчивости не было обнаружено. Это, видимо, связано с тщательной оптимизацией всех процессов и подавлением различных потерь на начальной стадии формирования FRC.

Выпуклость магнитных силовых линий в FRC, на первый взгляд, должна стимулировать развитие желобковой неустойчивости. Как показано в [29], желобковые моды могут быть устойчивы как в вытянутых, так и в сжатых конфигурациях. Дополнительным фактором, способствующим устойчивости, является пикированное распределение плотности тока.

МГД-устойчивость по отношению к перестановочным модам теоретически рассматривалась в работе [30]. Найденные условия стабилизации оказались значительно более жесткими, чем условия, наблюдаемые в экспериментах, что, видимо, связано с кинетическими эффектами. Факторами, способствующими стабилизации также являются «пробки» на торцах системы и слабое тороидальное поле. Перестановочные моды также могут быть стабилизированы вращающимся магнитным полем [31]. Стабилизация tilt-моды может достигаться при увеличении β на сепаратрисе [32], увеличении вытянутости конфигурации [33], генерации тороидальной составляющей магнитного поля [34].

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. На данный момент нет однозначного понимания в вопросе о том, какие неустойчивости вызывают аномальный транспорт в FRC. В некоторых работах для анализа аномального транспорта рассматривались теории, основанные на дрейфово-диссипативных неустойчивостях [35]. Однако, согласно [36], этот тип неустойчивостей не должен развиваться в FRC. Довольно большое количество теоретических работ было посвящено анализу нижне-гибридных дрейфовых (LHD) неустойчивостей в FRC, так как такой тип неустойчивости наблюдался в тэта-пинчах, – разрядах, близких по свойствам к FRC. Однако экспериментальные данные фактически показывают отсутствие такого рода неустойчивостей в FRC [37, 38].

Наиболее подробные данные о колебаниях в поверхностном слое FRC-плазмы содержатся в работе [37], посвященной экспериментам на установке TRX-2. Но на вопрос о типе колебаний, вызывающих транспорт, в упомянутой работе однозначного ответа не дано. Измеренный уровень флуктуаций в диапазоне частот LHD-неустойчивости оказался на два порядка ниже величины, необходимой для объяснения наблюдаемого транспорта. Анализ сопротивления плазмы показал, что оно слабо меняется по сечению [38]. Это также является аргументом против гипотезы LHD-транспорта, согласно которой сопротивление вблизи сепаратрисы должно быть значительно выше, чем во внутренних областях плазмы.

В работе [39] рассматривалась электромагнитная электронная температурноградиентная (ETG) неустойчивость в FRC при $L_n \sim \rho_{Ti} (L_n - xарактерный масштаб гради$ $ента концентрации, <math>\rho_{Ti}$ – тепловой циклотронный радиус ионов). Максимум инкремента таких мод сравним с ионной циклотронной частотой ω_{ci} , которая при $L_n \sim \rho_{Ti}$ в свою очередь имеет порядок частоты диамагнитного дрейфа.

Бесстолкновительные электромагнитные градиентные дрейфовые неустойчивости (ЭМГДН) для условий FRC были рассмотрены в работах [40, 41]. Отметим, что именно градиентные дрейфовые неустойчивости являются признанной причиной турбулентного транспорта в центральных областях плазмы, удерживаемой в различных магнитных конфигурациях. ЭМГДН в неоднородном магнитном поле могут развиваться при высоких β [42]. Согласно [41], в условиях FRC возможно развитие дрейфовых неустойчивостей с максимальным инкрементом в диапазоне ЕТG-моды. Величина коэффициента турбулентной диффузии соответствует оценке $D_{\perp} \approx k_{\perp}^{-2}\gamma$, где масштаб поперечного волнового числа порядка $1/\rho_{Ti}$. Масштаб частоты и инкремента $\omega_0 = k_B T_i / (eB_e L_n \rho_{Ti})$, где k_B – постоянная Больцмана, e –заряд электрона, T_i – температура ионов, B_e – индукция магнитного поля за сепаратрисой. В этом случае масштабом коэффициента диффузии является гиробомовский коэффициент диффузии $D_0 = \rho_{Ti}^2 \omega_0 = \frac{\rho_{Ti}}{L_n} \frac{k_B T_i}{eB_e}$. В качестве оценки сверху можно

принять значение инкремента $\gamma = 0.1 \frac{k_B T}{eBL_n \rho_{Ti}}$. Тогда коэффициент турбулентной попереч-

ной диффузии вблизи сепаратрисы

$$D_{\perp} \approx 0.1 C_{\beta} \frac{\rho_{Ti}}{L_n} \frac{k_B T}{eB}, \qquad (5)$$

где C_{β} – множитель, зависящий от β (C_{β} уменьшается от единицы до нуля при уменьшении β от 0.4 до 0.8).

В случае FRC дрейфовые неустойчивости потенциально могут быть стабилизированы при $\beta > 0.8$. Отметим, что для конфигурации токамака инкременты таких неустойчивостей значительно снижаются при гораздо более низких β [43], что соответствует классическим результатам [44].

Из-за отсутствия экспериментальных данных о процессах в глубине плазмы (где $\beta > 0.8$) наиболее обоснована модель, использующая практически только параметры плазмы вблизи сепаратрисы. Чтобы провести сравнение предложенной оценки коэффициента диффузии (5) с экспериментальными данными необходимо установить связь коэффициента поперечной диффузии с интегральным (по объему) временем удержания плазмы. Кроме того, необходимо установить связь между поперечными потерями плазмы из области замкнутых силовых линий и продольными потерями из области открытых силовых линий. Эта задача рассматривается в следующем разделе.

Моделирование магнитогидродинамического равновесия и транспорта

Чтобы прогнозировать транспортные свойства обращенной магнитной конфигурации в реакторных режимах необходимо сформулировать методику расчета транспортных процессов, адекватную экспериментам на современных установках. Моделирование транспортных процессов является ключевым элементом физического обоснования эффективности термоядерных реакторов. Такая модель должна содержать позволять производить самосогласованный расчет структуры магнитного поля, распределения параметров плазмы и потоков частиц и энергии. Необходимо учитывать условия сопряжения потоков на границе замкнутых и открытых силовых линий (в окрестности сепаратрисы). Уход частиц вдоль открытых линий (продольные потери) определяется их столкновениями. Перенос поперек магнитных силовых линий из области замкнутых линий связан с микронеустойчивостями. Наиболее обоснованная причина такого переноса, видимо, связана с градиентными дрейфовыми неустойчивостями. С точки зрения анализа экспериментальных данных, транспортная модель необходима для связи интегрального времени удержания и коэффициента диффузии в области существования неустойчивых колебаний. Интегральное время измеряется в экспериментах. Теоретический анализ позволяет оценить коэффициент переноса, который, строго говоря, является локальной величиной. Конвергентная схема сопоставления теории и эксперимента в конечном итоге дает возможность сформулировать процедуру расчета потерь частиц и энергии, пригодную для прогнозирования реакторных режи-MOB.

Общая постановка задачи расчета магнитной конфигурации и распределений параметров плазмы в FRC представляет весьма сложную задачу как с теоретической, так и с вычислительной точек зрения. Поэтому используются определенные приближения. Так, в типичных условиях скорость релаксации к магнитогидродинамически равновесной структуре значительно превышает скорость релаксации, характеризующую транспортные процессы. Поэтому вместо уравнения движения используется уравнение равновесия в форме Грэда–Шафранова. Другое стандартное для FRC приближение использовании квазиодномерного уравнения транспорта, то есть усредненного по магнитным поверхностям [26]. При указанных приближениях система уравнений [45, 46] включает квазиодномерное уравнение диффузии частиц в форме, характерной, для тета-пинча,

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right) = s_n - \frac{n}{\tau}, \qquad (6)$$

и двумерное уравнение Грэда-Шафранова

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 \frac{dp}{d\psi}.$$
(7)

Здесь *n* – концентрация (или плотность) плазмы, *t* – время, *r* – радиальная координата, τ – время прямых конвективных потерь (τ практически бесконечно внутри сепаратрисы и примерно равно времени ион-ионных столкновений в области открытых силовых линий), 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, соответствующих условиям экспериментов.

Пример расчетной структуры магнитного поля, приведенный выше на рис. 1, получен в рамках данной схемы. В численном коде использовано расщепление по физическим процессам (одна половина шага – транспорт при неизменном равновесии, другая половина шага – расчет равновесия для изменившихся параметров плазмы). Определяющими параметрами являются значение бета на сепаратрисе β_s и отношение радиуса сепаратрисы к радиусу стенки в центральном сечении a/r_w . Конфигурация на рис. 1 получена при $\beta_s = 0.5$, $a/r_w = 0.9$.

Отметим, что важной особенностью описанного подхода является то, что форма сепаратрисы находится в соответствии с граничными условиями на стенке камеры, в центральном сечении и на торце системы, в то время, как во многих работах она задается в значительной мере произвольно. Стабилизация осевого положения тороида в модели обеспечивается торцевыми магнитными пробками (областями усиленного магнитного поля), что согласуется с результатами анализа МГД-равновесия FRC [47].

Так как практически вся плазма в FRC расположена внутри сепаратрисы, то интегральное время удержания практически равно времени потерь τ_{\perp} поперек замкнутых силовых линий. Баланс потока плазмы через сепаратрису и потерь вдоль открытых магнитных силовых линий при численном моделировании [45, 46] приводит к критериальному соотношению:

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

Здесь D_{\perp} – значение коэффициента турбулентной диффузии вблизи сепаратрисы, $\tau_{\parallel eff} = \tau_{\parallel} L_n / L_0$, τ_{\parallel} – время потерь частиц из области открытых силовых линий [48, 49], L_0 – характерная толщина плазменного слоя снаружи сепаратрисы, численные значения параметров $k \approx 0.3$, $s \approx 0.7$.

Время поперечного переноса τ_{\perp} существенно превышает время продольных потерь τ_{\parallel} . Поэтому интегральное время удержания τ примерно равно τ_{\perp} . Указанная величина не совпадает с временем потерь частиц из чисто замкнутых магнитных ловушек $\tau_{\perp}^* \approx a^2 / D_{\perp}$. В случае FRC величина τ_{\perp} также зависит от удержания плазмы в области открытых силовых линий. Эта особенность не позволяет построить однозначный скейлинг на основе анализа транспорта только в области замкнутых силовых линий [50]. Сравнение значений коэффициента диффузии, вычисленных с помощью выражения (8) по экспериментально измеренным значениям τ_{\perp} , показало хорошее согласие с теоретическими оценками [51–54] для

Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана

случая транспорта, вызываемого электромагнитными градиентными дрейфовыми неустойчивостями.

Заключение

Приведенный выше анализ, по нашему мнению, показывает, что уровень знаний о физике FRC позволяет рассматривать концепции термоядерных систем на ее основе. Критической проблемой, видимо, является турбулентный перенос, вызываемый дрейфовыми неустойчивостями. Требования к термоядерным реакторам на основе FRC были сформулированы в работах [55, 56]. В случае топлива D-³He параметры FRC-реактора аналогичны параметрам сферического токамака [57–59].

Для термоядерного реактора на D–T-топливе характерны следующие параметры: радиус сепаратрисы $a \approx 1$ м, магнитное поле $B \approx 2$ Тл, температура плазмы $T \approx 10$ кэВ, $L_n \approx 0.1$ м. При этих условиях $D_{\perp} \approx 1 \text{ м/c}^2$, время удержания $\tau_{\perp} \approx 0.1$ с, что, на первый взгляд, недостаточно для реактора с коэффициентом усиления мощности в плазме Q > 10. Но это может оказаться приемлемым для источника термоядерных нейтронов с Q < 1. Увеличить время удержания возможно за сет снижения продольных потерь. Другой путь улучшения удержания – снижение коэффициента поперечной турбулентной диффузии D_{\perp} . Это возможно при генерации сдвигового вращения плазмы. Коэффициент диффузии также может быть снижен при повышении β , что соответствует теоретическому условию снижения инкрементов дрейфовых неустойчивостей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, задание № 13.2573.2014/К.

Список литературы

- 1. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Low-radioactivity D–³He fusion fuel cycles with ³He production // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. Vol. 44, no. 2. P. 253–260.
- 2. Чирков А.Ю. Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4, № 11–12. С. 1050–1059.
- 3. Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И., Семенов В.Н. Компактный тор // Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 7. М.: ВИНИТИ, 1985. С. 80–135.
- 4. Tuszewski M. Field reversed configurations // Nuclear Fusion. 1988. Vol. 28, no. 11. P. 2033–2092. DOI: <u>10.1088/0029-5515/28/11/008</u>
- 5. Steinhauer L.C. Review of field-reversed configurations // Phys. Plasmas. 2011. Vol. 18. Art. no. 070501 (38 pp.). DOI: <u>10.1063/1.3613680</u>
- 6. Tuszewski M., Smirnov A., Deng B.H., et al. Combined FRC and mirror plasma studies in the C-2 device // Fusion Sci. Technol. 2011. Vol. 59, no. 1T. P. 23–26.
- 7. Hoffman A.L., Slough J.T. Field reversed configuration lifetime scaling based on measurements from the large *s* experiment // Nuclear Fusion. 1993. Vol. 33, no. 1. P. 27–38. DOI: <u>10.1088/0029-5515/33/1/I03</u>
- Iwasawa N., Ishida A., Steinhauer L.C. Tilt mode stability scaling in field-reversed configurations with finite Larmor radius effect // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 931– 934. DOI: <u>10.1063/1.873890</u>
- 9. Guo H.Y., Binderbauer M.W., Barnes D., et al. Formation of a long-lived hot field reversed configuration by dynamically merging two colliding high- β compact toroids // Phys. Plasmas. 2011. Vol. 18. Art. no. 056110 (10 pp.). DOI: <u>10.1063/1.3574380</u>

Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана

- Slough J., Votroubek G., Pihl C. Creation of a high-temperature plasma through merging and compression of supersonic field reversed configuration plasmoids // Nuclear Fusion. 2011. Vol. 51, no. 5. Art. no. 053008 (10 pp.). DOI: <u>10.1088/0029-5515/51/5/053008</u>
- Ono Y., Matsuyama T., Umeda K., Kawamori E. Spontaneous and artificial generation of sheared-flow in oblate FRCs in TS-3 and TS-4 FRC experiments // Nuclear Fusion. 2003. Vol. 43, no. 8. P. 649–654. DOI: <u>10.1088/0029-5515/43/8/301</u>
- Mozgovoy A. Compact toroid formation in the inductive store // Proc. of the 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. (St. Petersburg, 7-11 July 2003). Vol. 27A. ECA, 2003. P. 2.198.
- Guo H.Y., Hoffman A.L., Steinhauer L.C. Observations of improved confinement in field reversed configurations sustained by antisymmetric rotating magnetic fields // Phys. Plasmas. 2005. Vol. 12. Art. no. 062507 (6 pp.). DOI: <u>10.1063/1.1930807</u>
- Inomoto M., Asai T., Okada S. Neutral beam injection heating on field-reversed configuration plasma decompressed through axial translation // Nuclear Fusion. 2008. Vol. 48, no. 3. Art. no. 035013 (8 pp.). DOI: <u>10.1088/0029-5515/48/3/035013</u>
- Hewett D.W. Spontaneous development of toroidal magnetic field during formation of fieldreversed theta pinch // Nuclear Fusion. 1984. Vol. 24, no. 3. P. 349–357. DOI: <u>10.1088/0029-5515/24/3/009</u>
- Milroy R.D., Brackbill J.U. Toroidal magnetic field generation during compact toroid formation in a field-reversed theta pinch and conical theta pinch // Phys. Fluids. 1986. Vol. 29. P. 1184–1195. DOI: <u>10.1063/1.865867</u>
- 17. Steinhauer L.C., Guo H.Y. Nearby-fluid equilibria. II. Zonal flows in a high-beta, self-organized plasma experiment // Phys. Plasmas. 2006. Vol. 13. Art. no. 052514 (8 pp.). DOI: <u>10.1063/1.2200611</u>
- Hsiao M.-Y., Miley G.H. Velocity-space particle loss in field-reversed configurations // Phys. Fluids. 1985. Vol. 28. P. 1440–1449. DOI: <u>10.1063/1.864978</u>
- 19. Божокин С.В. Об удержании альфа-частиц в установках типа компактный тор // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 1292–1296.
- 20. Хвесюк В.И., Хвесюк А.В., Ляхов А.Н. Глобальные стохастические частицы в ловушке с обращенной магнитной конфигурацией // Письма в Журнал технической физики. 1997. Т. 23, № 21. С. 37–39.
- 21. Landsman A.S., Cohen S.A., Glasser A.H. Regular and stochastic orbits of ions in a highly prolate field-reversed configuration // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. P. 947–957. DOI: <u>10.1063/1.1638751</u>
- 22. Takahashi T., Inoue K., Iwasawa N., Ishizuka T., Kondoh Y. Losses of neutral beam injected fast ions due to adiabaticity breaking processes in a field-reversed configuration // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. P. 3131–3140. DOI: <u>10.1063/1.1724832</u>
- 23. Lifschitz A.F., Farengo R., Arista N.R. Monte Carlo simulation of neutral beam injection into a field reversed configuration // Nuclear Fusion. 2002. Vol. 42, no. 7. P. 863–875. DOI: <u>10.1088/0029-5515/42/7/309</u>
- Lifschitz A.F., Farengo R., Hoffman A.L. Calculations of tangential neutral beam injection current drive efficiency for present moderate flux FRCs // Nuclear Fusion. 2004. Vol. 44, no. 9. P. 1015–1026. DOI: <u>10.1088/0029-5515/44/9/011</u>
- 25. Ferrari H.E., Farengo R. Current drive and heating by fusion protons in a D-³He FRC reactor // Nuclear Fusion. 2008. Vol. 48, no. 3. Art. no. 035014 (8 pp.). DOI: <u>10.1088/0029-5515/48/3/035014</u>
- 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.

Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана

- Macnab A.I.D., Barnes D.C., Milroy R.D., Kim C.C., Sovinec C.R. Simulations of the field-reversed configuration with the NIMROD code // J. Fusion Energy. 2007. Vol. 26, no. 1. P. 113–117. DOI: 10.1007/s10894-006-9070-1
- 28. Guo H.Y., Hoffman A.L., Steinhauer L.C., Miller K.E. Observations of improved stability and confinement in a high-beta self-organized spherical-torus-like field-reversed configuration // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95, no. 17. Art. no. 175001 (4 pp.). DOI: <u>10.1103/PhysRevLett.95.175001</u>
- 29. Пустовитов В.Д. Влияние распределение тока на устойчивость приосевой области компактных торов // Физика плазмы. 1981. Т. 7, вып. 5. С. 973–980.
- Вабищевич П.Н., Дегтярев Л.М., Дроздов В.В., Пошехонов Ю.Ю., Шафранов В.Д. О равновесных конфигурациях в компактных торах // Физика плазмы. 1981. Т. 7, вып. 5. С. 981–985.
- 31. Guo H.Y., Hoffman A.L., Milroy R.D., Miller K.E., Votroubek G.R. Stabilization of interchange modes by rotating magnetic fields // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94, no. 18. Art. no. 185001 (4 pp.). DOI: <u>10.1103/PhysRevLett.94.185001</u>
- Nishimura K., Horiuchi R., Sato T. Tilt stabilization by cycling ions crossing magnetic separatrix in a field-reversed configuration // Phys. Plasmas. 1997. Vol. 4. P. 4035–4042. DOI: <u>10.1063/1.872524</u>
- 33. Iwasawa N., Ishida A., Steinhauer L.C. Tilt mode stability scaling in field-reversed configurations with finite Larmor radius effect // Phys Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 931–934. DOI: <u>10.1063/1.873890</u>
- 34. Omelchenko Y.A., Schaffer M.J., Parks P.B. Nonlinear stability of field-reversed configurations with self-generated toroidal field // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. P. 4463–4469. DOI: <u>10.1063/1.1401119</u>
- Krall N.A. Damping of lower hybrid waves by low-frequency drift waves // Phys. Fluids B. 1989. Vol. B1. P. 2213–2216. DOI: <u>10.1063/1.859036</u>
- 36. Sobehart J.R., Farengo R. Low-frequency drift dissipative modes in field-reversed configurations // Phys. Fluids B. 1990. Vol. B2. P. 3206–3208. DOI: <u>10.1063/1.859230</u>
- 37. Carlson A.W. A search for lower-hybrid-drift fluctuations in a field reversed configuration using CO₂ heterodyne scattering // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. P. 1497–1509. DOI: <u>10.1063/1.866263</u>
- Okada S., Kiso Y., Goto S., Ishimura T. Estimation of the electrical resistivity in field reversed configuration plasmas from detailed interferometric measurements // Phys. Fluids B. 1989. Vol. B1. P. 2422–2429. DOI: <u>10.1063/1.859177</u>
- 39. Farengo R., Guzdar P.N., Lee Y.C. Collisionless electron temperature gradient-driven instability in field-reversed configurations // Phys. Fluids B. 1989. Vol. B1. P. 2181–2185. DOI: <u>10.1063/1.859031</u>
- Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Peculiarities of Collisionless Drift Instabilities in Poloidal Magnetic Configurations // Plasma Physics Reports. 2010. Vol. 36, no. 13. P. 1112–1119. DOI: <u>10.1134/S1063780X10130052</u>
- Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Electromagnetic drift instabilities in high-beta plasma under conditions of a field reversed configuration // Phys. Plasmas. 2010. Vol. 17, no. 1. Art. no. 012105 (8 pp.). DOI: <u>10.1063/1.3283399</u>
- 42. Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. Особенности бесстолкновительных градиентных дрейфовых неустойчивостей в плазме с сильно неоднородным магнитным полем и высоким бета // Физика плазмы. 2011. Т. 37, № 5. С. 473–483.
- Chirkov A.Yu. The effect of trapped particles on gradient drift instabilities in finite pressure plasma with longitudinally nonuniform magnetic field // J. Fusion Energy. 2014. Vol. 33, no. 2. P. 139–144. DOI: <u>10.1007/s10894-013-9649-2</u>

Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана

- 44. Михайловский А.Б. Неустойчивости плазмы в магнитных ловушках. М.: Атомиздат, 1978.
- 45. Чирков А.Ю., Бендерский Л.А., Бердов Р.Д., Большакова А.Д. Модель транспорта в квазиравновесных обращенных магнитных конфигурациях // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2011. № 4. С. 15–27.
- 46. Бендерский Л.А., Чирков А.Ю. Эволюция глобальной структуры плазмы обращенной магнитной конфигурации в режимах турбулентного транспорта // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2013. Т. 14, вып. 2. Режим доступа: http://chemphys.edu.ru/article/328/ (дата обращения 01.11.2014).
- 47. 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. Vol. 11. P. 4462–4467. DOI: <u>10.1063/1.1776563</u>
- 48. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Производство энергии в амбиполярных реакторах с D–T, D–³He и D–D топливными циклами // Письма в Журнал технической физики. 2000. Т. 26, № 21. С. 61–66.
- 49. Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2003. Вып. 1. С. 55-65.
- 50. Чирков А.Ю. О скейлингах для времени удержания плазмы в обращенной магнитной конфигурации // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 31–36.
- 51. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Stochastic drift wave model for anomalous transport in tandem mirror and FRC // Fusion Technol. 2001. Vol. 39, no. 1T. P. 398–401.
- 52. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю., Ковалев А.В. Некоторые особенности стохастической динамики частиц в замагниченной плазме // Физика плазмы. 2002. Т. 28, № 9. С. 854– 857.
- 53. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Анализ закономерностей рассеяния частиц плазмы на нестационарных флуктуациях // Журнал технической физики. 2004. Т. 74, № 4. С. 18–26.
- 54. Чирков А.Ю. О влиянии слабых электростатических возмущений на траектории пролетных частиц в магнитном поле токамака // Журнал технической физики. 2004. Т. 74, № 12. С. 47–51.
- 55. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Параметры реактора с обращенным магнитным полем в режиме низкочастотных аномальных потерь // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2000. Вып. 3. С. 17–27.
- 56. 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.
- 57. Чирков А.Ю. О возможности использования D-³He-цикла с наработкой ³He в термоядерном реакторе на основе сферического токамака // Журнал технической физики. 2006. Т. 76, № 9. С. 51–54.
- 58. Чирков А.Ю. Малорадиоактивный термоядерный реактор на основе сферического токамака с сильным магнитным полем // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2011. № 3. Режим доступа: <u>http://technomag.edu.ru/doc/167577.html</u> (дата обращения 01.11.2014).
- 59. Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field // Journal of Fusion Energy. 2013. Vol. 32, no. 2. P. 208–214.



ISSN 1994-0408

Science and Education of the Bauman MSTU, 2014, no. 12, pp. 925–940.

DOI: 10.7463/1214.0747503

Received:	02.12.2014
Revised:	04.12.2014

© Bauman Moscow State Technical Unversity

Fusion Prospects of the Field Reversed Magnetic Configuration: Experiment, Theory, and Modeling

A.Yu. Chirkov^{1,*}, Yu.M. Grishin¹

<u>chirkov@bmstu.ru</u>

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Keywords: reversed configuration, high-temperature plasma, magnetic confinement

Field Reversed Configuration (FRC) is the magnetic trap with a high ratio of plasma pressure to the magnetic pressure (beta ratio ~ 1). FRC combines the properties of closed and open magnetic traps. High betas potentially allow us to achieve high power in a relatively compact system. The paper presents a review of the experimental results and analysis of theoretical models FRC as important issues in terms of design of FRC-based energy fusion devices. The most complex problem is the estimation of turbulent transport. The most probable reason for the turbulent transport is electromagnetic gradient drift instabilities. The estimated parameters of the drift instabilities correspond to available measurement data. The paper discusses a transport model taking into account the transversal particle losses from closed field lines region and the losses along the open field lines. The analysis allows us to formulate models of thermonuclear plasma in the FRC to justify the efficiency of FRC-based systems for energy production. Preliminary estimates of the reactor parameters have shown that the confinement time may be insufficient for gaining a high power in plasma. Apparently, so-called improved confinement is required. On the other hand, a system with low power gain can be claimed as a compact fusion neutron source.

References

- 1. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Low-radioactivity D-³He fusion fuel cycles with ³He production. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2002, vol. 44, no. 2, pp. 253–260.
- 2. Chirkov A.Yu. Energy efficiency of alternative fusion systems with magnetic confinement. *Yadernaya fizika i inzhiniring = Nuclear Physics and Engineering*, 2013, vol. 4, no. 11–12, pp. 1050–1059. (in Russian).
- 3. Kurtmullaev R.Kh., Malyutin A.I., Semenov V.N. Compact torus. *Itogi nauki i tekhniki*. *Fizika plazmy. T. 7* [Results of science and technology. Plasma physics. Vol. 7]. Moscow, VINITI Publ., 1985, pp. 80–135. (in Russian).
- Tuszewski M. Field reversed configurations. *Nuclear Fusion*, 1988, vol. 28, no. 11, pp. 2033–2092. DOI: <u>10.1088/0029-5515/28/11/008</u>
- Steinhauer L.C. Review of field-reversed configurations. *Phys. Plasmas*, 2011, vol. 18, art. no. 070501 (38 pp.). DOI: <u>10.1063/1.3613680</u>

- 6. Tuszewski M., Smirnov A., Deng B.H., et al. Combined FRC and mirror plasma studies in the C-2 device. *Fusion Sci. Technol.*, 2011, vol. 59, no. 1T, pp. 23–26.
- Hoffman A.L., Slough J.T. Field reversed configuration lifetime scaling based on measurements from the large *s* experiment. *Nuclear Fusion*, 1993, vol. 33, no. 1, pp. 27–38. DOI: 10.1088/0029-5515/33/1/I03
- Iwasawa N., Ishida A., Steinhauer L.C. Tilt mode stability scaling in field-reversed configurations with finite Larmor radius effect. *Phys. Plasmas*, 2000, vol. 7, pp. 931–934. DOI: <u>10.1063/1.873890</u>
- Guo H.Y., Binderbauer M.W., Barnes D., et al. Formation of a long-lived hot field reversed configuration by dynamically merging two colliding high-β compact toroids. *Phys. Plasmas*, 2011, vol. 18, art. no. 056110 (10 pp.). DOI: <u>10.1063/1.3574380</u>
- Slough J., Votroubek G., Pihl C. Creation of a high-temperature plasma through merging and compression of supersonic field reversed configuration plasmoids. *Nuclear Fusion*, 2011, vol. 51, no. 5, art. no. 053008 (10 pp.). DOI: <u>10.1088/0029-5515/51/5/053008</u>
- Ono Y., Matsuyama T., Umeda K., Kawamori E. Spontaneous and artificial generation of sheared-flow in oblate FRCs in TS-3 and TS-4 FRC experiments. *Nuclear Fusion*, 2003, vol. 43, no. 8, pp. 649–654. DOI: <u>10.1088/0029-5515/43/8/301</u>
- 12. Mozgovoy A. Compact toroid formation in the inductive store. *Proc. of the 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys.*, St. Petersburg, 7-11 July 2003. Vol. 27A. ECA, 2003, p. 2.198.
- Guo H.Y., Hoffman A.L., Steinhauer L.C. Observations of improved confinement in field reversed configurations sustained by antisymmetric rotating magnetic fields. *Phys. Plasmas*, 2005, vol. 12, art. no. 062507 (6 pp.). DOI: <u>10.1063/1.1930807</u>
- Inomoto M., Asai T., Okada S. Neutral beam injection heating on field-reversed configuration plasma decompressed through axial translation. *Nuclear Fusion*, 2008, vol. 48, no. 3, art. no. 035013 (8 pp.). DOI: <u>10.1088/0029-5515/48/3/035013</u>
- Hewett D.W. Spontaneous development of toroidal magnetic field during formation of field-reversed theta pinch. *Nuclear Fusion*, 1984, vol. 24, no. 3, pp. 349–357. DOI: <u>10.1088/0029-5515/24/3/009</u>
- Milroy R.D., Brackbill J.U. Toroidal magnetic field generation during compact toroid formation in a field-reversed theta pinch and conical theta pinch. *Phys. Fluids*, 1986, vol. 29, pp. 1184–1195. DOI: <u>10.1063/1.865867</u>
- Steinhauer L.C., Guo H.Y. Nearby-fluid equilibria. II. Zonal flows in a high-beta, self-organized plasma experiment. *Phys. Plasmas*, 2006, vol. 13, art. no. 052514 (8 pp.). DOI: 10.1063/1.2200611
- Hsiao M.-Y., Miley G.H. Velocity-space particle loss in field-reversed configurations. *Phys. Fluids*, 1985, vol. 28, pp. 1440–1449. DOI: <u>10.1063/1.864978</u>
- 19. Bozhokin S.V. On the alpha particle confinement in compact toroid devises. *Fizika plazmy*, 1986, vol. 12, pp. 1292–1296. (in Russian).
- Khvesyuk V.I., Khvesyuk A.V., Lyakhov A.N. Global stochastic particles in a field-reversed configuration. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 1997, vol. 23, no. 21, pp. 37–39. (English translation: *Technical Physics Letters*, 1997, vol. 23, is. 11, pp. 833-834. DOI: 10.1134/1.1261900).
- 21. Landsman A.S., Cohen S.A., Glasser A.H. Regular and stochastic orbits of ions in a highly prolate field-reversed configuration. *Phys. Plasmas*, 2004, vol. 11, pp. 947–957. DOI: 10.1063/1.1638751
- 22. Takahashi T., Inoue K., Iwasawa N., Ishizuka T., Kondoh Y. Losses of neutral beam injected fast ions due to adiabaticity breaking processes in a field-reversed configuration. *Phys. Plasmas*, 2004, vol. 11, pp. 3131–3140. DOI: <u>10.1063/1.1724832</u>

Science & Education of the Bauman MSTU

- 23. Lifschitz A.F., Farengo R., Arista N.R. Monte Carlo simulation of neutral beam injection into a field reversed configuration. *Nuclear Fusion*, 2002, vol. 42, no. 7, pp. 863–875. DOI: 10.1088/0029-5515/42/7/309
- Lifschitz A.F., Farengo R., Hoffman A.L. Calculations of tangential neutral beam injection current drive efficiency for present moderate flux FRCs. *Nuclear Fusion*, 2004, vol. 44, no. 9, pp. 1015–1026. DOI: <u>10.1088/0029-5515/44/9/011</u>
- Ferrari H.E., Farengo R. Current drive and heating by fusion protons in a D-³He FRC reactor. Nuclear Fusion, 2008, vol. 48, no. 3, art. no. 035014 (8 pp.). DOI: <u>10.1088/0029-5515/48/3/035014</u>
- 26. Galkin S.A. Drozdov V.V., Semenov V.N. Evolution of plasma equilibrium of the compact torus taking into account different losses channels. *Fizika plazmy*, 1989, vol. 15, no. 3, pp. 288–299. (in Russian).
- 27. Macnab A.I.D., Barnes D.C., Milroy R.D., Kim C.C., Sovinec C.R. Simulations of the field-reversed configuration with the NIMROD code. *Journal of Fusion Energy*, 2007, vol. 26, no. 1, pp. 113–117. DOI: <u>10.1007/s10894-006-9070-1</u>
- Guo H.Y., Hoffman A.L., Steinhauer L.C., Miller K.E. Observations of improved stability and confinement in a high-beta self-organized spherical-torus-like field-reversed configuration. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, vol. 95, no. 17, art. no. 175001 (4 pp.). DOI: <u>10.1103/PhysRevLett.95.175001</u>
- 29. Pustovitov V.D. Influence of the current profile on the near axis stability of the compact torus. *Fizika plazmy*, 1981, vol. 7, no. 5, pp. 973–980. (in Russian).
- 30. Vabishchevich P.N., Degtyarev L.M., Drozdov V.V., Poshekhonov Yu.Yu., Shafranov V.D. On equilibrium configurations of compact torus. *Fizika plazmy*, 1981, vol. 7, no. 5, pp. 981–985. (in Russian).
- Guo H.Y., Hoffman A.L., Milroy R.D., Miller K.E., Votroubek G.R. Stabilization of interchange modes by rotating magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, vol. 94, no. 18, art. no. 185001 (4 pp.). DOI: <u>10.1103/PhysRevLett.94.185001</u>
- 32. Nishimura K., Horiuchi R., Sato T. Tilt stabilization by cycling ions crossing magnetic separatrix in a field-reversed configuration. *Phys. Plasmas*, 1997, vol. 4, pp. 4035–4042. DOI: 10.1063/1.872524
- Iwasawa N., Ishida A., Steinhauer L.C. Tilt mode stability scaling in field-reversed configurations with finite Larmor radius effect. *Phys. Plasmas*, 2000, vol. 7, pp. 931–934. DOI: <u>10.1063/1.873890</u>
- Omelchenko Y.A., Schaffer M.J., Parks P.B. Nonlinear stability of field-reversed configurations with self-generated toroidal field. *Phys. Plasmas*, 2001, vol. 8, pp. 4463–4469. DOI: <u>10.1063/1.1401119</u>
- 35. Krall N.A. Damping of lower hybrid waves by low-frequency drift waves. *Phys. Fluids B*, 1989, vol. B1, pp. 2213–2216. DOI: <u>10.1063/1.859036</u>
- 36. Sobehart J.R., Farengo R. Low-frequency drift dissipative modes in field-reversed configurations. *Phys. Fluids B*, 1990, vol. B2, pp. 3206–3208. DOI: <u>10.1063/1.859230</u>
- Carlson A.W. A search for lower-hybrid-drift fluctuations in a field reversed configuration using CO₂ heterodyne scattering. *Phys. Fluids*, 1987, vol. 30, pp. 1497–1509. DOI: <u>10.1063/1.866263</u>
- Okada S., Kiso Y., Goto S., Ishimura T. Estimation of the electrical resistivity in field reversed configuration plasmas from detailed interferometric measurements. *Phys. Fluids B*, 1989, vol. B1, pp. 2422–2429. DOI: 10.1063/1.859177
- Farengo R., Guzdar P.N., Lee Y.C. Collisionless electron temperature gradient-driven instability in field-reversed configurations. *Phys. Fluids B*, 1989, vol. B1, pp. 2181–2185. DOI: 10.1063/1.859031

- Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Peculiarities of Collisionless Drift Instabilities in Poloidal Magnetic Configurations. *Plasma Physics Reports*, 2010, vol. 36, no. 13, pp. 1112–1119. DOI: <u>10.1134/S1063780X10130052</u>
- 41. Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Electromagnetic drift instabilities in high-beta plasma under conditions of a field reversed configuration. *Phys. Plasmas*, 2010, vol. 17, no. 1, art. no. 012105 (8 pp.). DOI: 10.1063/1.3283399
- 42. Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Distinctive features of collisionless gradient drift instabilities in a high-β plasma in a highly nonuniform magnetic field. *Fizika plazmy*, 2011, vol. 37, no. 5, pp. 473–483. (English translation: *Plasma Physics Reports*, 2011, vol. 37, is. 5, pp. 437-446. DOI: 10.1134/S1063780X11040039).
- Chirkov A.Yu. The effect of trapped particles on gradient drift instabilities in finite pressure plasma with longitudinally nonuniform magnetic field. *Journal of Fusion Energy*, 2014, vol. 33, no. 2, pp. 139–144. DOI: <u>10.1007/s10894-013-9649-2</u>
- 44. Mikhaylovskiy A.B. *Neustoychivosti plazmy v magnitnykh lovushkakh* [Plasma instabilities in magnetic traps]. Moscow, Atomizdat Publ., 1978. (in Russian).
- Chirkov A.Yu., Benderskiy L.A., Berdov R.D., Bol'shakova A.D. Model of Transport in Quasi-Equilibrium Field-Reversed Configurations. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Estestvennye nauki = Herald of the Bauman MSTU. Ser. Natural science*, 2011, no. 4, pp. 15–27. (in Russian).
- 46. Benderskiy L.A., Chirkov A.Yu. Evolution of the global plasma structure of field reversed configuration in the turbulent transport regimes. *Fiziko-khimicheskaya kinetika v gazovoy dinamike*, 2013, vol. 14, no. 2. Available at: <u>http://chemphys.edu.ru/article/328/</u>, accessed 01.11.2014. (in Russian).
- 47. 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, vol. 11, pp. 4462–4467. DOI: <u>10.1063/1.1776563</u>
- 48. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Energy production in ambipolar reactors with D-T, D-3He, and D-D fuel cycles. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 2000, vol. 26, no. 21, pp. 61–66. (English translation: *Technical Physics Letters*, 2000, vol. 26, is. 11, pp. 964-966. DOI: 10.1134/1.1329685).
- 49. Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. To the calculation of velocity distribution functions of energetic ions. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser. Termoyadernyy sintez = Problems of atomic science and technology. Ser. Thermonuclear fusion*, 2003, no. 1, pp. 55-65. (in Russian).
- 50. Chirkov A.Yu. About scalings for plasma confinement time in the field reversed magnetic configuration. *Prikladnaya fizika*, 2007, no. 2, pp. 31–36. (in Russian).
- 51. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Stochastic drift wave model for anomalous transport in tandem mirror and FRC. *Fusion Technol.*, 2001, vol. 39, no. 1T, pp. 398–401.
- Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu., Kovalev A.V. Some features of the stochastic particle dynamics in a magnetized plasma. *Fizika plazmy*, 2002, vol. 28, no. 9, pp. 854–857. (English translation: *Plasma Physics Reports*, 2002, vol. 28, is. 9, pp. 787-789. DOI: <u>10.1134/1.1508031</u>).
- Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Analysis of the mechanisms for the scattering of plasma particles by non-steady-state fluctuations. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 2004, vol. 74, no. 4, pp. 18–26. (English translation: *Technical Physics*, 2004, vol. 49, is. 4, pp. 396-404. DOI: 10.1134/1.1736904).
- Chirkov A.Yu. Influence of weak electrostatic perturbations on the trajectories of circulating particles in a tokamak magnetic field. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 2004, vol. 74, no. 12, pp. 47–51. (English translation: *Technical Physics*, 2004, vol. 49, is. 12, pp. 1586-1590. DOI: 10.1134/1.1841407).
- 55. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. Parameters of field reversed configuration reactor in the low frequency anomalous losses regime. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser. Termoyadernyy*

sintez = *Problems of atomic science and technology. Ser. Thermonuclear fusion*, 2000, no. 3, pp. 17–27. (in Russian).

- 56. Chirkov A.Yu. Estimation of plasma parameters for D-3He reactor based on field reversed magnetic configuration. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser. Termoyadernyy sintez* = *Problems of atomic science and technology. Ser. Thermonuclear fusion*, 2006, no. 4, pp. 57–67. (in Russian).
- 57. Chirkov A.Yu. Possibility of utilizing the D-3He fuel cycle with 3He production in a spherical tokamak reactor. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 2006, vol. 76, no. 9, pp. 51–54. (English translation: *Technical Physics*, 2006, vol. 51, is. 9, pp. 1158-1162. DOI: 10.1134/S1063784206090088).
- 58. Chirkov A.Yu. Low-radioactivity fusion reactor based on a spherical tokamak with a strong magnetic field. *Nauka i obrazovanie MGTU im. N.E. Baumana = Science and Education of the Bauman MSTU*, 2011, no. 3. Available at: <u>http://technomag.edu.ru/doc/167577.html</u>, accessed 01.11.2014. (in Russian).
- 59. Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field. *Journal of Fusion Energy*, 2013, vol. 32, no. 2, pp. 208–214.