

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 533.9; 621.039.6

Термоядерные режимы аксиально-симметричной открытой системы с мощной инжекцией быстрых частиц

А. Ю. Чирков, С. В. Рыжков, П. А. Багрянский, А. В. Анিকেев

Представлен анализ энергетического баланса термоядерной системы на основе аксиально-симметричной открытой ловушки. Основным источником внешнего нагрева плазмы в рассматриваемой системе является инжекция высокоэнергетичных (быстрых) частиц. Моделирование физической кинетики инжектируемых частиц основано на численном решении уравнения Фоккера—Планка, учитывающем рассеяние в область потерь и участие в термоядерной реакции. Несмотря на значительную долю потерь энергии инжектируемых частиц при уходе из ловушки из-за углового рассеяния, рассмотренная система обладает достаточной эффективностью как нейтронный источник для гибридного (синтез—деление) реактора. Показана принципиальная возможность достижения коэффициента усиления мощности в плазме $Q_{pl} \approx 1$ при высоком уровне нейтронного выхода.

PACS: 52.55.-s, 52.55.Jd

Ключевые слова: открытая ловушка, кинетика быстрых частиц, уравнение Фоккера—Планка.

Введение

Данная работа посвящена анализу возможного применения термоядерной системы на основе аксиально-симметричной открытой ловушки. С технической точки зрения существенным достоинством такой ловушки является простота конструкции. Кроме того, аксиальная симметрия снимает проблему неоклассического переноса. При условии стабилизации магнитогиродинамических и кинетических неустойчивостей, характерных для открытых ловушек, эффективность удержания частиц и энергии в такой ловушке определяется классическими продольными потерями. В данной работе мы рассматриваем режимы, для энерго-

баланса которых определяющими являются продольные потери. Поперечный турбулентный транспорт в используемой модели задается некоторым характерным временем, превышающим время продольных потерь. В вопросах стабилизации неустойчивостей ограничимся анализом существующих теоретических и экспериментальных данных применительно к аксиально-симметричной системе.

Нелегко представить надежную экстраполяцию параметров от сегодняшнего уровня открытых ловушек в область режимов термоядерного реактора с коэффициентом усиления мощности в плазме $Q_{pl} > 10$. Поэтому в данном исследовании ориентировались на сравнительно низкие значения $Q_{pl} \approx 1$, которые могут быть достаточными для источника термоядерных нейтронов гибридного реактора.

Главная цель работы — проанализировать, при каких условиях в открытой ловушке могут быть реализованы термоядерные режимы с $Q_{pl} \approx 1$, и сформулировать направления дальнейшего развития концепции аксиально-симметричной открытой ловушки без существенного усложнения ее магнитной системы. Рассматриваются режимы, в которых инжекция высокоэнергетичных (быстрых) нейтральных частиц в плазму является единствен-

Чирков Алексей Юрьевич, доцент.
Рыжков Сергей Витальевич, доцент.
МГТУ им. Н. Э. Баумана.
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.
Тел. 8 (499) 263-65-70.
E-mail: chirkov@power.bmstu.ru

Багрянский Петр Андреевич, заведующий сектором.
Аникеев Андрей Витальевич, старший научный сотрудник.
ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН.
Россия, 630090, Новосибирск, Проспект акад. Лаврентьева, 11.
Тел. 8 (383) 329-47-72.
E-mail: P.A.Bagryansky@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 21 апреля 2011 г.

© Чирков А. Ю., Рыжков С. В., Багрянский П. А., Анিকেев А. В., 2011

ным или, по крайней мере, основным источником нагрева плазмы. Такая мощная инжекция быстрых частиц позволяет создать положительные потенциальные барьеры на концах системы, которые способствуют заметному улучшению продольного удержания.

Можно выделить два режима продольных потерь ионов — столкновительный и кинетический (бесстолкновительный) [1—3]. В первом случае ловушка заполнена "теплой" максвелловской плазмой, а скорость истечения плазмы через "пробки" примерно равна скорости звука, т. е. истечение носит газодинамический характер. Такая система получила название газодинамической ловушки (ГДЛ) [4, 5]. При достаточно большой длине такой ловушки, заполненной дейтерий-тритиевой (D-T) плазмой, мощность термоядерной реакции может превысить потери энергии, связанные с уходом плазмы через торцы. Необходимая для этого длина реактора оказывается ~ 1000 м [4, 5], что, видимо, сильно ограничивает энергетическое применение таких систем. Перспективным выглядит проект компактного нейтронного источника на основе ГДЛ [6].

В экспериментах на установке ГДЛ в ИЯФ им. Г. И. Будкера помимо газодинамического режима истечения плазмы продемонстрирован режим амбиполярного удержания в схеме с компактным запирающим пробкотроном [7]. При этом возможно подавление потерь более чем на порядок, что существенно снижает требования к размерам системы.

Инжекция быстрых нейтральных атомов также способствует формированию положительного потенциального барьера на концах системы. Образующиеся в результате ионизации быстрые ионы испытывают редкие столкновения по сравнению с "теплыми" ионами. Угловое рассеяние быстрых ионов гораздо менее интенсивно, чем рассеяние ионов "теплой" плазмы. На концах системы вблизи точек отражения быстрых частиц от магнитных пробок образуются области повышенной плотности плазмы и положительного потенциального барьера. Поэтому при наличии значительной популяции быстрых ионов закономерности истечения такой плазмы из ловушки сильно отличаются от газодинамического режима. Чем больше популяция быстрых частиц, тем больше высота потенциального барьера. Чтобы обеспечить высокую концентрацию быстрых частиц необходимо, помимо высокой мощности инжекции, также поддерживать достаточно высокую температуру электронов T_e в ловушке. Так как время замедления быстрых частиц пропорционально $T_e^{3/2}$, то для поддержания популяции быстрых частиц на уровне максвелловской популяции T_e необходимо под-

нять до 10–20 кэВ по отношению к характерному для газодинамического режима значению $T_e \sim 1$ кэВ. При высоких температурах реализуется бесстолкновительный кинетический режим, а продольные потери становятся сравнимыми с продольными потерями в амбиполярной ловушке [8].

Необходимо отметить, что при переходе из газодинамического в бесстолкновительный кинетический режим существенное влияние на удержание могут оказывать кинетические неустойчивости, характерные для систем с конусом потерь [9]. Стабилизация таких неустойчивостей возможна за счет подбора размеров и геометрии магнитного поля ловушки, поддува нейтрального газа на торцах и ряда других методов. Глобальные моды желобковой неустойчивости эффективно стабилизируются дифференциальным вращением плазмы. В экспериментах на ГДЛ дифференциальное $E \times B$ -вращение поддерживалось за счет радиального распределения потенциала, задаваемого торцевыми электродами. Теория такого режима, названного вихревым удержанием [10], подтверждается в экспериментах. Вращение плазмы как таковое вызывает неустойчивость типа "отрицательной массы", но в случае переменной по радиусу угловой скорости моды желобковой неустойчивости локализируются вблизи поверхности плазмы [11]. Дифференциальное вращение приводит не только к стабилизации желобковых мод, но и к снижению инкрементов или подавлению неустойчивостей дрейфового типа, ответственных за поперечный транспорт. Подавление диссипативной дрейфовой неустойчивости и поперечного транспорта было продемонстрировано на амбиполярной ловушке GAMMA-10 [12, 13]. Еще раньше стабилизирующее действие неоднородного вращения наблюдалось на открытых ловушках с инжекцией Огра-I [14] и Alice [15]. Дифференциальное вращение может создаваться без контакта плазмы с торцами, например, при тангенциальной (по отношению к вращению) инжекции быстрых частиц.

Важным преимуществом открытых ловушек по сравнению с классическими токамаками является возможность устойчивого удержания плазмы с высоким отношением давления плазмы к магнитному давлению — β . В частности, в ГДЛ реализованы режимы с $\beta \approx 0,5$ — $0,6$ [6, 7].

Моделирование кинетики быстрых ионов применительно к условиям экспериментов на ГДЛ проводилось ранее в приближении практически полного отсутствия углового рассеяния и соответствующих потерь [16]. В данной работе рассматривается численное моделирование кинетики ионов на основе физической модели [17, 18], учитывающей угловое рассеяние быстрых частиц, а также их участие в термоядерных реакциях.

Кинетика и баланс энергии плазмы

Модель физической кинетики быстрых частиц, положенная в основу настоящего исследования, подробно описана в [18]. Соответствующая методика численного моделирования изложена в [19]. Здесь в сжатой форме рассмотрим постановку нестационарной пространственно-нуль-мерной задачи с двумерным в пространстве скоростей кинетическим уравнением Фоккера—Планка [20].

В общем случае уравнение Фоккера—Планка является интегро-дифференциальным [21, 22]. Его решение требует значительных вычислительных ресурсов. В рамках приближений, принятых в [17—19], столкновительный оператор Фоккера—Планка представляется в дифференциальной форме, что существенно снижает вычислительную трудоемкость задачи при сохранении физической адекватности описания процессов. В рассматриваемой задаче основную роль играют высокоэнергетичные (быстрые) ионы, для которых можно учитывать столкновения только с частицами термализованных популяций. При расчете таких столкновений термализованные популяции можно приближенно считать максвелловскими. Быстрые частицы после замедления также формируют термализованную популяцию, для учета которой организуется итерационный процесс по времени с небольшим числом итераций. В рассматриваемом случае имеется, по крайней мере, два источника быстрых ионов: инжекция нейтральных пучков и термоядерная реакция. Продуктами D–T-реакции являются альфа-частицы, рождающиеся с энергией 3,52 МэВ. Поэтому в столкновительном операторе учитываются как кулоновские столкновения, так и упругие ядерные столкновения при энергиях, превышающих 1 МэВ [23].

В координатах скорость v и угол θ между векторами скорости частицы и магнитной индукции уравнение Фоккера—Планка для функции распределения f_a частиц сорта a записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_a}{\partial t} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \left[D_{vv}^C \frac{\partial f_a}{\partial v} - (A_v^C + A_v^N) f_a \right] - \\ - \frac{1}{v^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta D_{\theta\theta}^C \frac{\partial f_a}{\partial \theta} = \\ = \frac{s_a(\theta)}{4\pi v_{0a}^2} \delta(v - v_{0a}) - L_a, \end{aligned} \quad (1)$$

где D_{vv}^C , $D_{\theta\theta}^C$, A_v^C — коэффициенты кулоновской диффузии и кулоновского динамического трения;

A_v^N — коэффициент трения за счет упругого ядерного рассеяния;

$s_a(\theta)$ — угловое распределение источника;

L_a — оператор потерь частиц.

В стационарном случае $\partial f_a / \partial t = 0$, но, например, для учета термализованной популяции инжектируемых частиц рассматривается эволюция во времени решения нестационарного уравнения Фоккера—Планка. Зависимость источника частиц от скорости принята в виде δ -функции, угловое распределение источника нормировано следующим образом: $\frac{1}{2} \int_0^\pi s_a(\theta) \sin \theta d\theta = q_a$, где q_a — число

частиц, рождающихся в единице объема ловушки за единицу времени. Потери частиц представлены поперечной и продольной по отношению к магнитному полю составляющими $L_{a\perp} = f_a / \tau_\perp(v, \theta)$ и $L_{a\parallel} = f_a / \tau_\parallel(v, \theta)$. Время поперечных потерь τ_\perp определяется турбулентным транспортом частиц поперек магнитного поля; в расчетах оно принято постоянным. Время продольных потерь τ_\parallel частиц, попавших в область потерь в пространстве скоростей, равно времени пролета вдоль ловушки; вне области потерь $L_{a\parallel} = 0$. При функциях распределения фоновых частиц, близких к максвелловским, можно использовать коэффициенты диффузии и трения, соответствующие потенциалам Розенблюта—Трубникова для максвелловского фона [20, 24].

Зная сечения упругого ядерного рассеяния, например, по экспериментальным данным [23], коэффициент динамического трения A_v^N можно

$$\text{представить в виде } A_v^N = -\frac{1}{2} v \sum_b n_b (\sigma v)_b (\delta E / E)_b,$$

где $(\sigma v)_b$ — произведение сечения рассеяния на скорость "быстрой" частицы, $(\delta E / E)_b$ — доля энергии, передаваемая при рассеянии частице сорта b . Полагая рассеяние изотропным по углам, потери частиц, связанные с этим процессом, представим

$$\text{следующим образом: } L_a^N = (1 - \cos \theta_L) f_a \sum_b n_b (\sigma v)_b,$$

где θ_L — угловой размер области потерь при данной скорости.

При наличии симметричной области потерь на функцию распределения накладываются следующие граничные условия и условия симметрии: $f_a(v > v_{0a}, \theta) = 0$, $f_a(v, \theta) \approx 0$ в области потерь, $\frac{\partial f_a}{\partial v}(v = 0, \theta) = 0$, $\frac{\partial f_a}{\partial \theta}(v, \theta = 0) = 0$, $\frac{\partial f_a}{\partial \theta}(v, \theta = \pi) = 0$.

Область потерь в фазовом пространстве скоростей задана условием

$$\frac{m_a v_\parallel^2}{2} > \frac{m_a v_\perp^2}{2} \left(\frac{B_m}{B_c} - 1 \right) + Z_a e \Delta \Phi, \quad (2)$$

где e — элементарный заряд;

m_a и Z_a — масса и заряд частиц рассматриваемого сорта a ;

$\Delta\phi$ — электростатический барьер для частиц сорта a ;

B_c — индукция магнитного поля в центральной части;

B_m — индукция магнитного поля в "пробках";

$v_{\parallel} = v \cos \theta$ и $v_{\perp} = v \sin \theta$ — продольная и поперечная компоненты скорости частицы.

С учетом диамагнетизма плазмы имеем $B_c = B_0 \sqrt{1 - \beta}$, где B_0 — вакуумное значение индукции магнитного поля центрального соленоида. Давление плазмы в пробках считается низким, поэтому значение B_m соответствует магнитному полю "пробок" одновременно в вакууме и в плазме.

Для приближенных оценок и сравнения с численными результатами можно использовать простое аналитическое решение для функции распределения в диапазоне надтепловых энергий, полученное в [25],

$$f_{0a}(v) = \frac{q_a \tau_{sa}}{4\pi(v^3 + v_{ca}^3)}, \quad (3)$$

где $\tau_{sa} = 6\pi\sqrt{2\pi} \frac{m_a}{\sqrt{m_e}} \frac{\varepsilon_0^2 (k_B T_e)^{3/2}}{\Lambda_{a/e} Z_a^2 e^4 n_e}$ — время замедления за счет кулоновских столкновений;

$$v_{ca} = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{\Lambda_{a/i}}{\Lambda_{a/e}} \frac{m_e}{n_e} \sum_i \frac{Z_i^2 n_i}{m_i} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{2k_B T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ — критическая скорость, при которой торможение на электронах равно торможению на ионах;}$$

$[z] = \sum_i \frac{Z_i^2 n_i m}{n_e m_i}$ (суммирование производится по всем сортам ионов i).

Выражение (3) соответствует ряду упрощений. Оно применимо в диапазоне скоростей $v_{T_i} < v < v_{T_e}$, где v_{T_i} и v_{T_e} — тепловые скорости максвелловских ионов и электронов. Какие-либо потери, в том числе потери, связанные с угловым рассеянием, не учитываются. Это предполагает, что быстрые частицы полностью передают энергию максвелловским компонентам при замедлении до $v \sim v_{T_i}$.

В качестве критерия оптимизации при начальных оценках рассматривалось отношение мощности P_{inj} , инжектируемой в плазму с высокоэнергетичными частицами, к выделяемой термоядерной мощности P_{fus} . Для эффективного нейтронного источника оно не обязательно должно намного превышать единицу. Приближенный анализ с использованием (3) дает следующие оптимальные

значения: $T_i \approx T_e \approx 10$ кэВ (T_i — температура ионов), начальная энергия инжектируемых частиц около 100 кэВ. Отметим, что эти результаты существенно отличаются от результатов, которые дает численное моделирование, что свидетельствует о значительном влиянии потерь, связанных с угловым рассеянием, и необходимости их корректного учета.

Для численного моделирования кинетики плазмы в режимах с инжекцией высокоэнергетичных частиц использовался код FPC2 [19], основной модуль которого предназначен для численного решения уравнения Фоккера—Планка (1). В коде предусмотрена процедура расчета концентрации быстрых частиц вдоль оси ловушки, позволяющая определить увеличение концентрации вблизи "пробок" и соответствующий ионный электростатический барьер $\Delta\phi$. На данном этапе эта процедура не использовалась, так как величина $\Delta\phi$ зависит от конкретной конструкции концевых секций магнитной системы и пространственного распределения инжекции. Значения $\Delta\phi$ задавались с учетом экспериментальных данных. Так, например, измеренное в ГДЛ распределение выхода D—D-реакции [26] показывает, что концентрация плазмы вблизи "пробок" может примерно в 3—5 раз превышать концентрацию в центральной секции ловушки. Это соответствует $e\Delta\phi = (1-1,5)kT_e$, где k — постоянная Больцмана. Увеличить это значение можно в конструктивной схеме с инжекцией в концевые запирающие пробкотроны. При $e\Delta\phi \leq kT_i$ формируется заметная стационарная популяция "быстрых" частиц, которые после замедления образуют стационарную максвелловскую популяцию. При дальнейшем повышении потенциального барьера максвелловский компонент начинает доминировать. Важный эффект, связанный с присутствием значительного количества быстрых частиц, заключается в увеличении скорости реакции по сравнению с максвелловской плазмой. Например, при $T_i \approx T_e \approx 20$ кэВ и $e\Delta\phi = 0,5kT_e$ скорость реакции в два раза выше скорости в максвелловской плазме, при $e\Delta\phi = kT_e$ — в 1,5 раза выше, при $e\Delta\phi = 2kT_e$ — отличие на уровне 10 %. При более низких температурах эффект более сильный.

Здесь мы рассматривали режимы с инжекцией только одного сорта частиц — или дейтерия, или трития. Второй компонент топлива считался максвелловским. Расчеты показали практически одинаковую эффективность при заданной энергии как для случая инжекции только дейтерия, так и для случая инжекции только трития. Результаты, приведенные ниже, соответствуют второму случаю. Пример функции распределения в координатах скорость v и угол θ , полученной в результате численного решения, приведен на рис. 1.

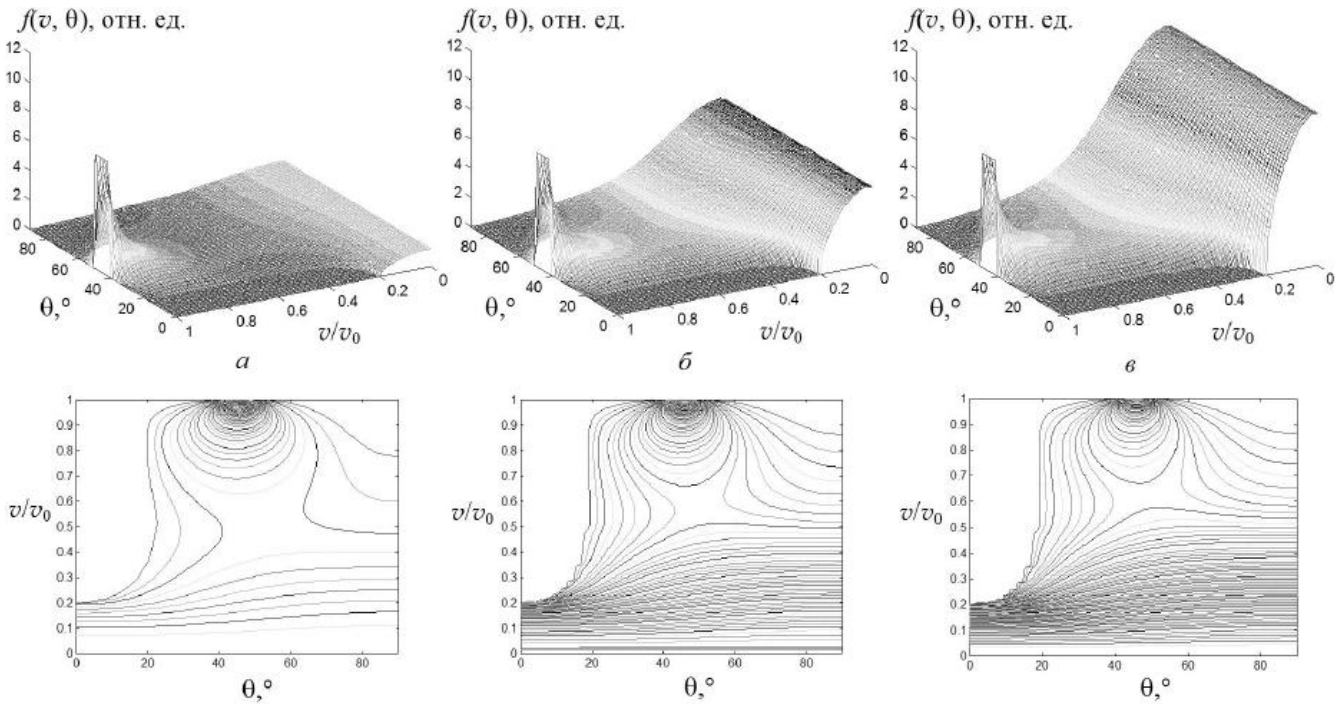


Рис. 1. Функция распределения ионов трития (вверху) и ее линии уровня (внизу) в моменты времени после начала инжекции $t = 0,1\tau_s$ (а), $0,3\tau_s$ (б) и $10\tau_s$ (в). Плотность дейтерия $n_D = 3,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, начальная энергия инжектируемых частиц 250 кэВ, угол инжекции $45^\circ \pm 5^\circ$, мощность инжекции 2 МВт/м^3 , $T_i = T_e = 20 \text{ кэВ}$, ионный электростатический барьер $\Delta\phi = 10 \text{ кВ}$, время замедления по параметрам стационарного режима $\tau_s = 4,5 \text{ с}$, время поперечных потерь $\tau_{\perp} = \tau_{s\infty}$

Стационарное распределение практически устанавливается, когда время, отсчитываемое от начала инжекции, достигает величины $t \approx 3\tau_s$, где значение τ_s рассчитано по параметрам стационарного режима. Согласно численным результатам, оптимальное значение энергии инжектируемых нейтральных частиц в рассматриваемых режимах составляет примерно 250 кэВ, что значительно выше, чем по приближенным оценкам.

Схема баланса энергии приведена на рис. 2. На схеме показаны следующие составляющие энергобаланса: P_{fus} — мощность термоядерного выделения энергии; P_n — мощность в нейтронах (80 % от P_{fus}); P_{ext} — мощность внешнего нагрева; P_{br} и P_s — мощности тормозного и циклотронного излучения; P_{ch} — мощность потерь с заряженными частицами; $(P_{fus})_i$ — мощность, передаваемая от термоядерных продуктов (α -частиц) ионам; $(P_{fus})_e$ — мощность, передаваемая от продуктов электронам; P_{ie} — мощность обмена энергией между максвелловскими ионами и электронами. Согласно кинетическим расчетам, в рассматриваемых режимах потери энергии инжектируемых частиц при угловом рассеянии могут составлять до половины всей инжектируемой мощности, а потери энергии α -частиц (включая рождение в области потерь) — около 20—30 % их начальной кинетической энергии. Продольное удержание и потери максвелловских компонентов рассчитываются согласно [1—3, 8, 27]. Поперечные потери в

нашей модели характеризуются постоянным временем, сравнимым с τ_s ; при этом они на порядок меньше продольных потерь. Излучение составляет незначительную долю в общем балансе (около 2 % от P_{fus}). Согласно результатам расчетов, как для максвелловских частиц, так и для быстрых, продольные потери доминируют над поперечными, что является типичной ситуацией для открытых магнитных ловушек.

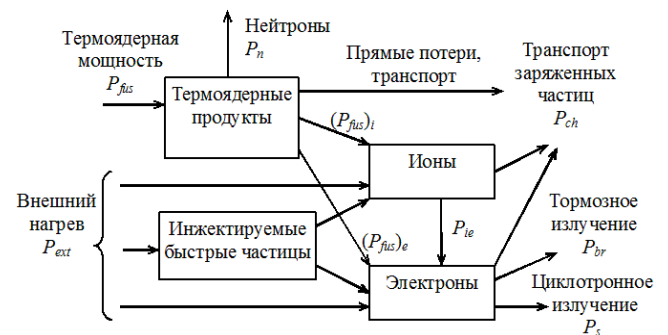


Рис. 2. Схема баланса энергии термоядерной плазмы

В таблице представлены четыре варианта результатов расчетов баланса энергии, в которых основным (а в вариантах 1, 3, 4 — единственным) источником внешнего нагрева плазмы являются инжектируемые быстрые частицы. В варианте 2 примерно четверть вводимой извне мощности приходится на электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев. Можно отметить, что наи-

большая эффективность достигается при достаточно высоких ионных потенциальных барьерах $\Delta\phi$. Для их создания может потребоваться усложнение концевых частей магнитной системы. Высокий нейтронный выход N и $Q_{pl} \approx 1$ могут обеспечить конкурентоспособность представленного нейтронного источника на основе открытой ловушки среди аналогичных систем [28] и других концепций [29]. Потoki энергии нейтронов и тепловые потоки из плазмы достигают высоких значений, которые вместе с тем представляются приемлемыми для достаточно длительной эксплуатации рассмотренной системы.

метрия обеспечивает предельную простоту конструкции магнитной системы. Необходимая величина индукции в пробках составляет 11—14 Тл, что соответствует сегодняшним технологиям сверхпроводящих магнитных катушек. Главным результатом, на наш взгляд, является принципиальная возможность достижения $Q_{pl} \approx 1$ в рассматриваемой системе при высоком уровне нейтронного выхода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-08-00137-а) и Министерства образования и науки Российской Федерации.

Параметры открытой ловушки с радиусом плазмы $a = 1$ м, длиной $L = 10$ м и $\beta = 0,5$

Параметр	Варианты			
	1	2	3	4
Магнитное поле центрального соленоида B_0 , Тл	1,5	1,5	2	2
Магнитное поле в пробках B_m , Тл	11	11	14	14
Концентрация дейтерия n_D , 10^{20} м^{-3}	0,22	0,26	0,21	0,415
Концентрация трития n_T , 10^{20} м^{-3}	0,33	0,26	0,42	0,415
Концентрация α -частиц n_α , 10^{20} м^{-3}	0,04	0,03	0,06	0,085
Температура ионов T_i , кэВ	11	10	22	22
Температура электронов T_e , кэВ	8,5	10,5	18	19
Ионный электростатический барьер $\Delta\phi$, кВ	16,5	15	33	44
Начальная энергия инжектируемых частиц ϵ_0 , кэВ	250	250	250	250
Средняя энергия инжектируемых частиц $\langle\epsilon\rangle$, кэВ	90	90	100	65
Мощность инжекции P_{inj} , МВт	74	60	60	55
Мощность ЭЦР нагрева P_{RH} , МВт	0	18	0	0
Мощность в нейтронах P_n , МВт	30	24	43	59
Плазменный коэффициент усиления $Q_{pl} = P_{fus}/(P_{inj} + P_{RH})$	0,5	0,38	0,9	1,34
Полный выход нейтронов N , 10^{18} нейтр/с	13	11	19	26,5
Поток энергии нейтронов из плазмы J_n , МВт/м ²	0,4	0,4	0,7	1
Тепловой поток из плазмы J_H , МВт/м ²	1,8	1,2	1,8	2,0

Заключение

В работе проанализирован энергетический баланс термоядерной системы на основе аксиально-симметричной открытой ловушки, в которой плазма нагревается инжекцией высокоэнергетичных (быстрых) нейтральных частиц. Кинетика инжектируемых частиц играет, видимо, важнейшую роль в общем энергобалансе плазмы таких систем. Несмотря на значительную долю потерь энергии инжектируемых частиц при уходе из ловушки из-за углового рассеяния, рассмотренная система выглядит перспективной с точки зрения создания источника термоядерных нейтронов на ее основе. Дальнейшее увеличение эффективности системы возможно при повышении амбиполярных потенциальных барьеров на концах системы. Для этого, видимо, потребуется некоторое усложнение магнитной системы по сравнению с простой пробочной ловушкой. В то же время аксиальная сим-

Литература

1. Pastukhov V. P. // Nuclear Fusion. 1974. V. 14. P. 3—6.
2. Cohen R. H., Rensink M. E., Cutler T. A., Mirin A. A. // Ibid. 1978. V. 18. P. 1229—1243.
3. Rognien T. D., Cutler T. A. // Ibid. 1980. V. 20. P. 1003—1011.
4. Мирнов В. В., Рютов Д. Д. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 11. С. 678—682.
5. Мирнов В. В., Рютов Д. Д. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1980. Вып. 1. С. 57—66.
6. Bagryansky P. A., Ivanov A. A., Kruglyakov E. P., et al. // Fusion Engineering and Design. 2004. V. 70. P. 13—33.
7. Anikeev A. V., Bagryansky P. A., Ivanov A. A., et al. // Fusion Energy. 2007. V. 26. P. 103—107.
8. Димов Г. И. Препринт № 97-65 ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1997.
9. Иоффе М. С., Кадомцев Б. Б. // УФН 1970. Т. 100. Вып. 4. С. 601—639.
10. Беклемиев А. Д., Чащин М. С. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 5. С. 463—472.
11. Сорокина Е. А. // Там же. 2009. Т. 35. № 5. С. 472—481.
12. Mase A., Jeong J. H., Itakura A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. No. 19. P. 2281—2284.

13. *Mase A., Itakura A., Inutake M. et al.* // Nuclear Fusion. 1991. V. 31. No. 9. P. 1725—1733.
14. *Богданов Г. Ф., Головин И. Н., Кучеряев Ю. А., Пандов Д. А.* // Ядерный синтез. 1962. Приложение. Т. 1. С. 215—225.
15. *Damm C. C., Foote J. H., Futch A. H., et al.* // Phys. Fluids. 1965. V. 8. P. 1472—1488.
16. *Карпушов А. Н.* Препринт № 96-84 ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1996.
17. *Хвезюк В. И., Чирков А. Ю.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № 21. С. 61—66.
18. *Чирков А. Ю., Хвезюк В. И.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2003. Вып. 1. С. 55—65.
19. *Чирков А. Ю.* // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11.
<http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-029.pdf>
20. *Karney C. F. F.* // Computer Phys. Reports. 1986. V. 4. P. 183—244.
21. *Rosenbluth M. N., MacDonald W. M., Judd D. L.* // Phys. Rev. 1957. V. 107. P. 1—6.
22. *Трубников Б. А.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1341—1343.
23. *Devaney J. J., Stein M. L.* // Nucl. Sci. Eng. 1971. V. 46. P. 323—333.
24. *Сивухин Д. В.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 4/ Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1964. С. 81—187.
25. *Путвинский С. В.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 18 / Под ред. Б. Б. Кадомцева. — М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 209—315.
26. *Maximov V. V., Anikeev A. V., Bagryansky P. A., et al.* // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 542—547.
27. *Миямото К.* Основы физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза. — М.: Физматлит, 2007.
28. *Кривошеев М. В., Изотова А. В., Секо Е. В. и др.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1989. Вып. 2. С. 29—34.
29. *Кутеев Б. В., Хрипунов В. И.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 1. С. 3—29.

Thermonuclear regimes of an axially symmetrical mirror trap with the high power injection of fast particles

A. Yu. Chirkov, S. V. Ryzhkov

Bauman Moscow State Technical University.
5 Second Bauman str., Moscow, 105005, Russia
E-mail: alexxeich@mail.ru

P. A. Bagryansky, A. V. Anikeev

Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS.
11 Lavrent'ev av., Novosibirsk, 630090, Russia
E-mail: P.A.Bagryansky@inp.nsk.su

Energy balance of thermonuclear axially symmetric open trap based system is analyzed. The injection of the high-energy (fast) particles is the main source of the external heating of the plasma. The model of physical kinetics of fast particles is based on the numerical solutions of Fokker—Planck equations taking into account scattering into the loss region and fusion reaction. Signification fraction of the injected energy is lost due to the angular scattering but the efficiency of the system under consideration is quite high for the neutron generator for fusion-fission reactor. The possibility to achieve regimes with the plasma amplification factor $Q_{pl} \approx 1$ is shown for high neutron output regime.

PACS: 52.55.-s, 52.55.Jd

Keywords: open trap, fast particle kinetics, Fokker—Planck equation.

Bibliography — 29 references.

Received April 21, 2011