УДК 533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТРАНСПОРТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ТОКАМАКЕ ПРИ БЫСТРЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ ВВОДИМОЙ ЭЦР-МОЩНОСТИ

Д.В. Смирнов (НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия)

Проведено моделирование переходных режимов в токамаке при быстрых изменениях вводимой ЭЦР-мощности. При моделировании нелинейная турбулентная динамика плазмы описывается в рамках адиабатически-редуцированной магнитной гидродинамики. В отличие от предшествующих работ в настоящей работе для расчётов используется новый вариант кода CONTRA-C, который наряду с флуктуациями скорости и давления учитывает флуктуации плотности и связанный с ними аномальный перенос частиц. Проведено моделирование режимов с быстрым изменением ЭЦР-нагрева: включение (выключение) и пространственное перераспределение ЭЦР-нагрева. Быстрые изменения потоков тепла, вызванные изменением вводимой ЭЦР-мощности, происходили с характерным временем 200—300 мкс. При этом профили давления, полученные в результате моделирования, оставались близкими к турбулентно-релаксированному профилю, который демонстрирует разумное согласие с результатами эксперимента на установке T-10.

Ключевые слова: токамак, турбулентность, магнитная гидродинамика, аномальный транспорт, численное моделирование, самосогласованный профиль давления.

NUMERICAL SIMULATIONS OF TURBULENT TRANSPORT WITH FAST CHANGES OF ECRH INPUT POWER IN TOKAMAK. D.V. SMIRNOV. Transitional regimes with fast changes of input ECRH power in tokamak were simulated. Nonlinear turbulent plasma dynamics was described in terms of adiabatically reduced magnetic hydrodynamic. The distinctive feature of this work is using for simulations new version of CONTRA-C code, which takes into account density fluctuations and anomalous particle transport associated with them. Regimes with fast changes of ECRH-power were simulated, i.e. regimes with ECRH-turn on (turn off) and regime with radial redistribution of ECRH-power. Thermal flux fast changes caused by change of ECRH-input power had typical time 200—300 μ s. During this changes simulated pressure profiles remain close to turbulent relaxed profile, which demonstrates reasonable agreement with T-10 experiments.

Key words: tokamak, turbulence, magnetic hydrodynamics, anomalous transport, numerical simulations, self-consistent pressure profile.

ВВЕДЕНИЕ

Аномальный транспорт частиц и энергии является одной из ключевых проблем в области исследований магнитного удержания высокотемпературной плазмы. Многие теоретические работы ассоциируют этот транспорт с флуктуациями плазмы, вызванными различными дрейфовыми неустойчивостями [1, 2]. При этом из-за мелкомасштабности дрейфовых волн многие модели традиционно используют диффузионное приближение с локальными транспортными коэффициентами. Однако эксперименты показывают, что низкочастотная турбулентность и связанный с ней аномальный транспорт имеют свойства (самосогласованность профилей давления, L—H-переходы, транспортные барьеры и др.), которые не могут быть адекватно описаны в рамках таких моделей. Эти свойства присущи системам с различной топологией магнитного поля: тандемным ловушкам [3, 4], стеллараторам [5, 6], токамакам [7—9]. Весьма перспективным подходом для описания аномального транспорта является прямое компьютерное моделирование нелинейной динамики плазмы. В настоящее время имеется ряд giroкинетических кодов, разработанных для моделирования НЧ-турбулентности в центральной области токамака, поскольку существует мнение, что только такое моделирование позволяет получить адекватное описание динамики горячей бесстолкновительной плазмы. Однако вычисления с помощью giroкинетических кодов требуют огромных вычислительных затрат даже при расчёте динамики плазмы на времени существенно меньше времени удержания плазмы. В работе [10] был предложен подход, позволяющий моделировать нелинейную динамику плазмы в цилиндрической системе с чисто полоидальным магнитным полем (цилиндрическая модель системы с левитирующим диполем).

Данная работа является продолжением исследований по моделированию низкочастотной турбулентности и аномального транспорта на основе адиабатически редуцированных уравнений магнитной гидродинамики [10, 12—14] (исключены устойчивые магнитозвуковые и альфвеновские моды). Предшествующее моделирование, относящееся к токамакам, проводилось в рамках цилиндрической модели. Его основные результаты представлены в работах [14, 15]. Существенным отличием данной работы является учёт флуктуаций плотности и переноса частиц. В предыдущих работах моделирование проводилось в предположении, что флуктуации плотности отсутствуют, а профиль плотности является турбулентно-релаксированным. В данной работе моделируются режимы, аналогичные режимам в работах [14, 15]: режимы с включением и выключением ЭЦР-нагрева и режим с пространственным перераспределением ЭЦР-нагрева, в котором половина вводимой ЭЦР-мощности переключалась на периферию.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В данной модели эволюцию аномального переноса в плазме, которая удерживается в равновесии самосогласованным магнитным полем, будем описывать в цилиндрическом приближении. При этом предполагается, что плазма самосогласованно поддерживается вблизи состояния $S = pU^\gamma = \text{const}$, которое гранично-устойчиво относительно конвективной желобковой моды [15]. Здесь и далее $U = \oint dl/B_{\text{pol}}$ — удельный объём силовой трубки; p — давление плазмы; γ — показатель адиабаты; S — энтропийная функция. Аномальный перенос тепла в данной модели описывается как конкуренция медленных диссипативных процессов (нагрев, фоновая теплопроводность и потери в периферийном слое обдирки (SOL)) и быстрых идеальных процессов. Диссипативные процессы вызывают отклонение профиля энтропийной функции от гранично-устойчивого состояния, что приводит к росту амплитуд флуктуаций и развитию нелинейной квази-2D-конвекции, которая стремится вернуть профиль энтропийной функции к гранично-устойчивому состоянию, что приводит к возникновению аномальных потоков тепла. Этот сценарий подтверждается моделированием в работах [10, 12—14]. Поскольку конвекция стремится вернуть плазму в гранично-устойчивое состояние, это состояние можно также назвать турбулентно-релаксированным. Предполагается, что отклонение профиля энтропийной функции от гранично-устойчивого состояния характеризуется малым параметром $\varepsilon^2 \ll 1$. В этом случае ε выполняет роль параметра адиабатического разделения быстрых и медленных движений [10—14]. В [10—14] показано, что в присутствии диссипативных процессов ε^2 оказывается величиной масштаба обратного числа Пекле для рассматриваемых конвективных течений.

Для расчётов в рамках данной модели был создан новый вариант кода, основным отличием которого от предыдущих версий [14] являлся учёт флуктуаций плотности и транспорта частиц. По аналогии с известным транспортным кодом ASTRA [16] в новом варианте нашего турбулентно-транспортного кода используется эффективный малый радиус $\rho = \sqrt{\Psi/\pi B_0}$, где Ψ — поток тороидального магнитного поля; B_0 — тороидальное магнитное поле на оси.

Эволюция квазистационарных параметров плазмы и их флуктуаций идёт на фоне баланса основных радиальных сил, который описывается уравнением Грэда—Шафранова. В цилиндрической модели это уравнение может быть записано в виде

$$\frac{\pi}{U} \partial_\rho \left(\frac{r^2}{U} \right) + \partial_\rho \bar{p} + \pi \frac{qR}{U} \partial_\rho \left(\frac{qR}{U} \right) = 0, \quad (1)$$

позволяющем непосредственно рассчитывать функцию U . Здесь q — традиционный коэффициент запаса устойчивости в токамаке; R — большой радиус тора. Здесь и далее черта над функцией обозначает однородный по магнитной поверхности (квазиравновесный) компонент этой функции, волна над функцией — тороидально-неоднородную часть этой функции (флуктуации). Для простоты коэффициент запаса устойчивости полагался заданной функцией $q = q(\rho)$. Профиль $q(\rho)$ выбирался в форме биквадратичной параболы $q = q_0(1 + \alpha_1 \rho^2 + \alpha_2 \rho^4)$, что позволяло довольно хорошо аппроксимировать профили $q(\rho)$ в экспериментах на установке Т-10. Профиль $q(\rho)$, полученный в результате обработки данных импульса № 33965 на установке Т-10 кодом ASTRA, а также его аппроксимации простой и биквадратичной параболами приведены на рис. 1.

Адиабатическое поле скоростей, которое не возмущает высокочастотных устойчивых мод, имеет вид

$$\mathbf{v}_a = \frac{[\mathbf{B}_{\text{pol}} \nabla \Phi(t, \rho, \varphi)]}{B_{\text{pol}}^2} \sim \varepsilon c_s, \quad (2)$$

что соответствует конвекции $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ в потенциальном

Рис. 1. Профиль $q(\rho)$ (+), полученный в импульсе № 33965 на установке Т-10: 1 — аппроксимация биквадратичной параболой, 2 — аппроксимация квадратичной параболой

электрическом и чисто полоидальном магнитном полях. Данное поле скоростей определяется только одной скалярной функцией Φ двух потоковых координат (ρ, φ) , которая имеет смысл электрического потенциала, умноженного на скорость света. Для удобства введён эффективный тороидальный угол $\varphi = z/R$.

Редуцированное уравнение движения, полученное в [10], имеет вид (в системе координат (ρ, φ))

$$\partial_t w + \frac{h}{\rho} \left([\Phi, \hat{w}] - \left[D, \left\langle \frac{v_a^2}{2} \right\rangle \right] + \frac{\partial_\rho U}{U^2} \partial_\varphi S \right) = \frac{3}{20} X \left(\frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(R^2 D \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{\hat{w}}{U \sqrt{T_i}} \right) \right) + \frac{1}{R^2 B_{\text{pol}}^2} \frac{D}{U \sqrt{T_i}} \partial_{\varphi\varphi}^2 \hat{w} \right). \quad (3)$$

Динамическая завихрённость $\hat{w}$ имеет смысл канонического импульса адиабатического движения и связана с потенциалом формулой

$$\hat{w} = \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(D \langle R^2 \rangle \frac{h}{\rho} \partial_\rho \Phi \right) + \partial_\varphi \left(D \left\langle \frac{1}{R^2 B^2} \right\rangle \partial_\varphi \Phi \right), \quad (4)$$

где $h = \partial \rho / \partial \psi$ — коэффициент перехода от переменной полоидального магнитного потока ψ в [10] к переменной ρ ; $[\Phi, \hat{w}] = \partial_\rho \Phi \partial_\varphi \hat{w} - \partial_\varphi \Phi \partial_\rho \hat{w}$ — скобка Пуассона; $D = m_i n_i U$ — масса плазмы в удельном объёме силовой трубки U (в дальнейшем, для краткости, будем называть D -функцией плотности); T_i — температура ионов (в данных расчётах отношение температуры ионов и электронов полагалось постоянным); угловые скобки обозначают усреднение по удельному объёму силовой трубки; $X = \frac{8}{3} \sqrt{\pi m_i} e^2 \Lambda$; Λ — кулоновский логарифм. Выражение (4) используется как уравнение для восстановления потенциала по завихрённости.

Как показано в [10], редуцированные уравнения для переноса энергии и частиц получаются путём усреднения соответствующих МГД-уравнений по удельному объёму силовой трубки. В данном случае эти уравнения удобно записывать в терминах, введённых ранее, энтропийной функции и массы плазмы (функции плотности) в удельном объёме силовой трубки, так как в этих переменных уравнения имеют дивергентную форму. Кроме того, в этих уравнениях можно выделить медленно меняющуюся квазиравновесную и быструю флуктуационную части. Уравнения для квазиравновесных функций получаются путём усреднения по эффективному тороидальному углу. Тороидально-неоднородные компоненты функций описывают флуктуации. Так как предполагается, что профили квазиравновесных функций не сильно отклоняются от турбулентно-релаксированных, энтропийная функция и функция числа частиц могут быть представлены в виде $S = \bar{S} + \varepsilon^2 S$ и $D = \bar{D} + \varepsilon^2 D$.

Уравнение для квазиравновесного компонента энтропийной функции согласно [10] имеет вид

$$\partial_t \bar{S} - \frac{h}{\rho} \partial_\rho \overline{S \partial_\varphi \Phi} = \frac{2}{3} R^2 X U \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{h}{\rho} \frac{\bar{D}^2}{U \sqrt{T_i}} \partial_\rho \frac{\bar{S}}{D U^{\gamma-1}} \right) + \frac{2}{3} \bar{Q}_E U^\gamma, \quad (5)$$

где $Q_E = Q_{\text{OH}} + Q_{\text{ECRH}} - Q_{\text{rad}} + Q_{\text{visc}}$ — источник энергии, включающий в себя омический нагрев Q_{OH} , ЭЦР-нагрев Q_{ECRH} , радиационные потери Q_{rad} и вязкое тепловыделение Q_{visc} , связанное с вязким затуханием флуктуаций скорости. Следует уточнить, что под Q_{ECRH} здесь подразумевается поглощённая плазмой мощность ЭЦР-нагрева, а не мощность гиротрона. При этом область поглощения и величина поглощаемой мощности в данной модели предполагаются независимыми от параметров плазмы. Считалось, что радиационные потери составляют примерно 10% от вводимой мощности, омический нагрев — 20%. Хотя вязкое тепловыделение мало по сравнению с другими источниками, его необходимо учитывать для выполнения закона сохранения полной энергии.

Уравнение для флуктуаций энтропийной функции имеет вид

$$\partial_t S + \frac{h}{\rho} \left([\Phi, S] + \partial_\rho \overline{S \partial_\varphi \Phi} - \partial_\varphi \Phi \partial_\rho \bar{S} \right) = \frac{2}{3} X \left(U R^2 \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{h}{\rho} \frac{\bar{D}^2}{U \sqrt{T_i}} \partial_\rho \left(\frac{S}{D U^{\gamma-1}} \right) \right) + \frac{1}{R^2 B_{\text{pol}}^2} \frac{\bar{D}}{U \sqrt{T_i}} \partial_{\varphi\varphi}^2 S \right). \quad (6)$$

В отличие от предыдущих версий новый вариант кода учитывает флуктуации плотности и транспорт частиц. Уравнение для квазиравновесного компонента функции плотности имеет вид

$$\partial_t \bar{D} - \frac{h}{\rho} \partial_\rho \overline{D \partial_\phi \Phi} = \sqrt{\frac{m_e}{2m_i}} X \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{h}{\rho} \frac{\bar{D} U}{T^{3/2}} \partial_\rho \left(\frac{\bar{D} T}{U} \right) + \frac{3}{2} \frac{h}{\rho} \frac{\bar{D}^2}{T^{3/2}} \partial_\rho T_e \right) + \bar{Q}_D, \quad (7)$$

где $\bar{Q}_D$ — источник частиц; T_e — температура электронов, $T = T_i + T_e$.

Уравнение для флуктуаций плотности, записанное в терминах функции плотности, имеет вид

$$\partial_t D + \frac{h}{\rho} \left([\Phi, D] + \partial_\rho \overline{D \partial_\phi \Phi} - \partial_\phi \Phi \partial_\rho \bar{D} \right) = \sqrt{\frac{m_e}{2m_i}} X \left(\frac{h}{\rho} R^2 \partial_\rho \left(\frac{h}{\rho} \frac{\bar{D}}{U \sqrt{T}} \partial_\rho D \right) + \frac{I}{R^2 B_{\text{pol}}^2} \frac{\bar{D}}{U \sqrt{T}} \partial_{\phi\phi}^2 D \right). \quad (8)$$

Кроме того, данная система уравнений должна быть дополнена начальными и граничными условиями. Начальный профиль энтропийной функции выбирался гранично-устойчивым. Начальные условия для флуктуаций энтропийной функции задавались в форме нескольких ненулевых гармоник. В процессе нелинейной эволюции системы из этого начального набора гармоник формировалось турбулентное состояние с самосогласованным набором всех гармоник. Тривиальные начальные условия для флуктуаций приводят к отсутствию флуктуаций в течение всего расчёта (данный вариант использовался в качестве одного из тестов для разностной схемы, но не представляет практического интереса).

Профиль функции плотности может быть выбран существенно отличным от турбулентно-релаксированного, поскольку величина D не входит в условие раскочки конвективной неустойчивости. В данной модели для демонстрации эволюции профиля плотности и поведения флуктуаций плотности начальный профиль для массы плазмы в удельном объёме силовой трубки $D = nU$ выбирался сильно неоднородным по радиусу и имеющим отрицательный градиент (в данной работе представлена серия расчётов с начальным профилем D , параболически спадающим к периферии). Такой профиль обеспечивает более интенсивное развитие флуктуаций плотности по сравнению с однородным профилем или профилем, имеющим положительный градиент.

Граничные условия для флуктуаций были выбраны так, чтобы флуктуации становились нулевыми на границах. Для квазиравновесного компонента энтропийной функции граничные условия задавались следующим образом: поток тепловой энергии через внешнюю границу (на установке Т-10 — диафрагма) предполагался пропорциональным энергосодержанию на внешней границе, на внутренней границе задавался постоянный поток энергии. В уравнении для квазиравновесного компонента завихренности были поставлены граничные условия в виде отсутствия потоков завихренности, что в соответствии с уравнением (3) приводит к сохранению интегральной завихренности. Для квазиравновесного компонента плотности граничные условия выбирались в форме нулевого потока частиц через внешнюю границу, что соответствует полному рециклингу частиц в пределах SOL, и отсутствия потока частиц из приосевой части плазменного шнура. Источники частиц в рассматриваемой области также полагались равными нулю. Расчёты с ненулевыми источниками частиц и потоками частиц в SOL будут проведены позднее.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Низкочастотная турбулентная конвекция и транспортные процессы в плазменном шнуре моделировались как самосогласованная эволюционная задача с заданными начальными и граничными условиями. Параметры задачи подбирались близкими к условиям эксперимента на установке Т-10: тороидальное поле $B_T = 2,5$ Тл, большой радиус плазмы $R = 150$ см, малый радиус плазмы (ограниченный диафрагмой) $r_d = 30$ см, плотность плазмы на оси $n_0 = 6,23 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Данная серия расчётов проводилась при отрицательной разности потенциалов между центром и периферией $\Delta\Phi \approx 100$ В.

Были промоделированы режимы с включением ЭЦР-нагрева, выключением ЭЦР-нагрева и режим с пространственным перераспределением ЭЦР-нагрева. Считалось, что мощность ЭЦР-нагрева составляет примерно 80% от полной вводимой мощности. В промоделированных режимах изменение ЭЦР-нагрева производилось через 100 периодов характерного времени от начала расчёта (один период характерного времени для условий Т-10 примерно соответствует 111 мкс (для импульса № 33965)). Полная мощность нагрева подбиралась таким образом, чтобы энергетическое время жизни, полученное в расчёте, согласовывалось с энергетическим временем жизни в импульсе № 33965.

В режиме с включением ЭЦР-нагрева вводимая в начале расчёта мощность составляла 20% от полного нагрева и, по существу, моделировала омический нагрев. Вводимая ЭЦР-мощность включалась через 100 периодов характерного времени от начала расчёта.

В режиме с выключением гиротрона мощность начального ЭЦР-нагрева составляла 80% от всей вводимой мощности, омический нагрев — 20%. Через 100 периодов характерного времени ЭЦР-нагрев выключался. Омический нагрев оставался неизменным.

В режиме с пространственным перераспределением ЭЦР-нагрева начальный нагрев был распределён так же, как и в режиме с выключением ЭЦР-нагрева. Через 100 периодов характерного времени после начала расчёта половина вводимой ЭЦР-мощности переключалась в область, расположенную вблизи радиуса 25 см.

Рис. 2 иллюстрирует профили давления плазмы в различные моменты времени. После быстрого включения ЭЦР-нагрева давление плазмы растёт, однако нормированный профиль давления остаётся практически неизменным. Подобное сохранение нормированного профиля давления наблюдалось в экспериментах на токамаках RTP и T-10 [17]. Также на этом рисунке видно, что полученный в результате моделирования профиль давления демонстрирует разумное согласие с экспериментальным профилем давления в импульсе № 33965 на установке T-10. Расхождение профилей вблизи внешней границы может быть связано с повышенными потерями тепла на периферии, вызванными, например, процессами излучения и перезарядки.

Следует отметить, что полученные профили давления близки к турбулентно-релаксированным ($\bar{S} = \text{const}$). Отклонение профиля энтропийной функции от турбулентно-релаксированного состояния приводит к росту амплитуд флуктуаций и возникновению аномальных потоков тепла, которые возвращают профиль энтропийной функции в состояние, близкое к $\bar{S} = \text{const}$.

На рис. 3 показана эволюция профиля функции плотности для режима с включением ЭЦР-нагрева. На этом рисунке видно, что начальный профиль числа частиц, сильно неоднородный по радиусу, достаточно быстро эволюционирует к состоянию, которое является почти турбулентно-релаксированным по

Рис. 2. Профили давления в режиме с включением ЭЦР-нагрева (а) и нормированные профили давления в этом же режиме (б) в моменты времени $t = 40$ (1), 80 (2), 120 (3), 200 (4): + — нормированный профиль давления из эксперимента на установке T-10

Рис. 3. Эволюция профиля функции плотности в режиме с включением ЭЦР-нагрева: 1 — начальный профиль; 2 — профиль в момент времени $t = 40$; 3 — в момент времени $t = 120$

плотности ($\bar{D} = \text{const}$). Здесь следует отметить, что уравнения для числа частиц в удельном объёме силовой трубки и для квазиравновесного компонента энтропийной функции имеют сходную структуру, поэтому релаксация профиля плотности к турбулентно-релаксированному состоянию (по аналогии с энтропийной функцией) являлась вполне ожидаемой. Отклонение от профиля $\bar{D} = \text{const}$ вблизи внутренней и внешней границ связано с условием отсутствия потоков частиц через эти границы.

Режим с радиальным перераспределением мощности ЭЦР-нагрева может быть осуществлён на токамаках с двумя гиротронами. Моделирование такого режима проводилось в работах [10, 11] в предположении о постоянном числе частиц в удельном объёме силовой трубки и отсутствии транспорта частиц и флуктуаций плотности. После переключения ЭЦР-нагрева потоки тепла уменьшались в области до радиуса $r = 25$ см, т.е. до источника, моделирующего второй гиротрон. Такое поведение тепловых пото-

ков качественно согласуется с экспериментом на установке ASDEX UPGRADE [18]. На рис. 4 иллюстрируется эволюция фактора аномальности, определяемого как отношение полного (аномального) поверхностно-усреднённого потока тепла к фоновому неоклассическому потоку.

Рис. 4. Эволюция фактора аномальности на радиусах $r = 6$ (1), 14 (2), 27 см (3) в режимах с включением ЭЦР-нагрева (а), с выключением ЭЦР-нагрева (б), с радиальным перераспределением ЭЦР-нагрева (в)

В режиме с включением ЭЦР-нагрева наблюдался рост аномальных потоков тепла сразу после включения гиротрона. Это вполне ожидаемо, так как после увеличения мощности нагрева через систему необходимо переносить больше тепла, но при этом профиль энтропийной функции поддерживается постоянным, что делает невозможным сильно увеличить перенос тепла за счёт диссипативных процессов.

В режиме с выключением ЭЦР-нагрева наблюдалась обратная ситуация, т.е. аномальные потоки тепла уменьшались после выключения ЭЦР-нагрева.

Следует отметить, что турбулентные потоки тепла определяются не только уровнями флуктуаций (рис. 5, 6), но и фазовыми соотношениями между флуктуациями энтропийной функции и флуктуациями потенциала. Это видно из того факта, что характерное время отклика тепловых потоков на изменение условий нагрева существенно меньше, чем время изменения уровней флуктуаций.

Рис. 5. Эволюция уровня флуктуаций потенциала на радиусах $r = 6$ (1), 14 (2), 27 см (3) для режимов с включением ЭЦР-нагрева (а), с выключением ЭЦР-нагрева (б), с пространственным перераспределением ЭЦР-нагрева (в)

Рис. 6. Эволюция уровня флуктуаций энтропийной функции на радиусах $r = 6$ (1), 14 (2), 27 см (3) для режимов с включением ЭЦР-нагрева (а), с выключением ЭЦР-нагрева (б), с пространственным перераспределением ЭЦР-нагрева (в)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование низкочастотной турбулентности и аномального поперечного транспорта плазмы в цилиндрической модели токамака, расчёты проводились с использованием параметров установки Т-10. Для моделирования использовалась новая версия кода, построенного на основе адиабатически-редуцированных уравнений магнитной гидродинамики. Новый вариант кода учитывает флуктуации плотности и связанный с ними аномальный перенос частиц. Расчёты проводились с использованием граничного условия для плотности, соответствующего полному рециклингу в SOL. Продemonстрировано, что при таком граничном условии и отсутствии источников частиц профиль плотности эволюционировал к состоянию, близкому к турбулентно-релаксированному по плотности, которое соответствует постоянному числу частиц в удельном объёме силовой трубки. Поскольку профиль числа частиц близок к турбулентно-релаксированному состоянию, результаты моделирования похожи на результаты расчётов, проведённых без учёта флуктуаций плотности, при предположении, что профиль плотности является турбулентно-релаксированным и отсутствует транспорт частиц.

Представлены результаты моделирования для режимов с быстрым изменением ЭЦР-нагрева. Полученные в результате расчётов профили давления демонстрируют количественное и качественное согласие с профилями давления, полученными в импульсе № 33965 на установке Т-10.

Автору приятно выразить благодарность В.П. Пастухову, К.А. Разумовой и Н.В. Чудину за полезные обсуждения.

Работа проведена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям в рамках реализации ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России» на 2009—2012 гг. Работа частично поддержана грантом Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ НШ 65382.2010.2.

REFERENCES

1. Terry P.W. — Reviews of Modern Physics, 2000, vol. 72, p. 109.
2. Diamond P.H., Itoh S.I., Itoh K. et al. — Plasma Phys. Control Fusion, 2005, vol. 47, p. R35.
3. Cho T., Kohagura J., Numakura T. et al. — Phys. Rev. Lett., 2006, vol. 97, p. 055001.
4. Cho T., Pastukhov V.P., Horton W. et al. — Phys. Plasmas, 2008, vol. 15, p. 056120.
5. Yamada H. et al. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 1684.
6. Motojima O. et al. — Ibid., 2007, vol. 47, S668.
7. Wade M.R. and DIII-D Team. — Ibid., S543.
8. Takenaga H. and JT-60 Team. — Ibid., S563.
9. Gruber O. for the ASDEX Upgrade team. — Ibid., S622.
10. Pastukhov V.P., Chudin N.V. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2001, issue 27, p. 963 (in Russian).
11. Pastukhov V.P. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2005, issue 31, p. 628 (in Russian).
12. Pastukhov V.P., Chudin N.V. — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 2005, issue 82, p. 395 (in Russian).
13. Pastukhov V.P., Chudin N.V. — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 2009, issue 90, p. 722 (in Russian).
14. Pastukhov V.P., Chudin N.V. — In: 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 2010. Report THC/P4-22.
15. Kadomtsev B.B. — In book.: Problems of plasma theory. Edited by M.A. Leontovich — M.: Gosatomizdat, 1963, issue 2, p. 132 (in Russian).
16. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, ID 282186; <http://edoc.mpg.de/282186>.
17. Razumova K.A. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, vol. 48, p. 1373.
18. Ryter F. et al. — Nucl. Fusion, 2003, vol. 43, p. 1396.

AUTHORS

Smirnov D.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; smirnovd87@gmail.com.

Received 31 March 2011
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2011, issue 2, pp. 76—82.