

УДК 621.039.626, 533.932

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ОМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ТОКАМАКА Т-15МД НА ОСНОВЕ ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ

© 2024 г. Н. В. Касьянова<sup>a,b,\*,\*\*</sup>, Ю. Н. Днестровский<sup>a</sup>, А. В. Мельников<sup>a,b,c</sup>

<sup>a</sup> НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>b</sup> Московский физико-технический институт (НИУ МФТИ), Долгопрудный, Россия

<sup>c</sup> Национальный ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

\* e-mail: Kasyanova\_NV@nrcki.ru

\*\* e-mail: nrcki@nrcki.ru

Поступила в редакцию 22.12.2023 г.

После доработки 01.02.2023 г.

Принята к публикации 08.02.2023 г.

Транспортная модель канонических профилей, коэффициенты которой определены по базе данных токамака Т-10 со стандартным магнитным полем  $B_T = 2.3\text{—}2.5$  Тл, показала свою работоспособность в омических режимах с пониженным магнитным полем  $B_T = 1.55\text{—}2.1$  Тл. С ее помощью составлен прогноз для радиальных профилей и зависимостей электронной и ионной температур и времени удержания от средней плотности плазмы для омического режима токамака Т-15МД с  $B_T = 1.0\text{—}2.0$  Тл на начальной стадии его работы в круглой лимитерной конфигурации с током плазмы  $I_p < 1$  МА.

**Ключевые слова:** токамак, омический нагрев, перенос энергии, транспортная модель канонических профилей

**DOI:** 10.31857/S0367292124030039, **EDN:** RGH1AY

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Установка Т-15МД сейчас находится на начальной стадии работы. Доступные энергетические мощности пока не позволяют работать с проектными величинами магнитного поля и тока. Для облегчения пробоя и дополнительного нагрева плазмы установлен один гиротрон с мощностью 1 МВт, что совсем немного для установки такого размера. Фактически доступными для эксперимента в ближайшее время будут омические режимы и режимы с дополнительным нагревом указанной мощности. Важно научиться проводить анализ таких режимов, что и является предметом настоящей работы.

Описанные в литературе транспортные расчеты Т-15МД относятся в основном к базовым режимам. Для Т-15МД в качестве базового режима работы рассматривается разряд с дополнительным нагревом в диверторной конфигурации плазмы со следующими параметрами: большой радиус  $R = 1.5$  м, малый радиус  $a = 0.67$  м, вытянутость  $\kappa = 1.7\text{—}1.9$ , треугольность  $\delta = 0.3\text{—}0.4$ , ток плазмы  $I_p = 2$  МА, тороидальное магнитное поле на оси плазмы  $B_T = 2$  Тл, запас устойчивости на границе плазмы  $q_a = 5\text{—}6$ .

В работе [1] на основе стандартной версии транспортной модели канонических профилей (ТМКП) рассчитаны ожидаемые параметры плазмы в таком

режиме на стационарной омической стадии разряда, в L- и H-моде при нагреве инъекцией пучков нейтральных атомов (NBI), нагреве на электронно-циклотронном резонансе (ЭЦР) и смешанном нагреве.

Результаты моделирования показывают, что в омическом режиме электронная температура может достигать значения  $T_e = 2.8$  кэВ, а ионная температура —  $T_i = 1.5$  кэВ при средней электронной плотности плазмы  $\bar{n}_e = 2.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . При дополнительном NBI-нагреве плазмы температуры электронов и ионов сравниваются и достигнут значения 4—6 кэВ при мощности нагрева  $P_{NBI} = 4\text{—}5$  МВт. При полной мощности комбинированного ЭЦР- и NBI-нагрева ( $P_{ЭЦР} = 8$  МВт и  $P_{NBI} = 6$  МВт) в режиме с максимальной вытянутостью и треугольностью достижимые значения электронной и ионной температур окажутся на уровне  $T_e = 17$  кэВ и  $T_i = 10$  кэВ соответственно.

При сильно пикированном вкладе мощности в случае центрального ЭЦР-нагрева в плазме возникают пилообразные колебания большой амплитуды. Для анализа таких разрядов мгновенные экспериментальные профили электронной температуры приходится усреднять по пространству и времени.

В работе [2] используется модифицированная ТМКП, разработанная для предиктивного расчета

таких усредненных профилей. Ожидаемое значение электронной температуры при мощности  $P_{ЭЦР} = 8$  МВт и плотности  $\bar{n}_e = 2.57 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  получено  $T_e = 5\text{--}6$  кэВ. Эта величина близка к значению электронной температуры при нагреве плазмы инъекцией нейтральных атомов мощностью  $P_{NBI} = 6$  МВт, рассчитанному по стандартной ТМКП.

В работах [3, 4] рассмотрены режимы с омическим и ЭЦР-нагревом мощностью  $P_{ЭЦР} = 0.5\text{--}1$  МВт для начального этапа работы токамака Т-15МД. Они отличаются от базового режима меньшими значениями вытянутости ( $\kappa = 1.3$ ) и треугольности ( $\delta = 0.2$ ) плазмы, тока плазмы  $I_p = 0.4$  МА и тороидального магнитного поля  $B_T = 1.47$  Тл.

Результаты моделирования на основе ТМКП показали, что в таком режиме и конфигурации прогнозируемые параметры плазмы оказываются гораздо ниже, чем в базовой. В омическом режиме мощность составляет около 0.4 МВт, и электронная температура не превышает  $T_e = 1$  кэВ. При введении дополнительного ЭЦР-нагрева мощностью  $P_{ЭЦР} = 1$  МВт, температура электронов увеличивается примерно в два раза. Ионная температура почти не зависит от плотности и практически не растет при увеличении мощности ЭЦР-нагрева.

Кроме базового режима с дополнительным нагревом, на токамаке Т-15МД также планируются режимы с полностью безындукционным поддержанием тока, что позволяет увеличить длительность разряда до 20–30 с по сравнению с базовым сценарием (10 с). Для исследования условий получения длительных квазистационарных режимов было проведено транспортное моделирование, в котором коэффициенты переноса подбирались так, чтобы время удержания энергии соответствовало скейлингам ITER для омического режима, L- и H-моды [5].

Результаты моделирования показывают, что при уменьшении тороидального поля до  $B_T = 1.5$  Тл возможно получение разряда с полностью неиндуктивным током  $\sim 1$  МА и длительностью  $\sim 20$  с. При этом электронная и ионная температуры в центре плазмы близки друг к другу и достигают  $\sim 4$  кэВ при средней плотности  $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . В этом сценарии NBI мощность ( $P_{NBI} = 8$  МВт) используется для нагрева плазмы и поддержания тока, а вкладываемая ЭЦР-мощность ( $P_{ЭЦР} = 5$  МВт) идет только на нагрев плазмы.

В настоящей работе рассматривается первый этап работы токамака Т-15МД — омический режим для лимитерной плазмы круглого сечения ( $\kappa = 1$ ,  $\delta = 0$ ) с малым радиусом  $a = 0.67$  м. Целью работы является моделирование параметров плазмы на стационарной стадии разряда с магнитным полем  $B_T = 1\text{--}2$  Тл.

Для проверки работы ТМКП она сначала применяется для моделирования электронной темпера-

туры в омических разрядах токамака Т-10 с низким магнитным полем  $B_T = 1.55\text{--}2.1$  Тл [6–8]. Результаты моделирования сравниваются с экспериментальными данными, делается вывод о точности моделирования в рассмотренном диапазоне параметров плазмы. Затем модель применяется для расчета ожидаемой электронной и ионной температур и времени удержания энергии в омическом режиме токамака Т-15МД.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОМИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ С НИЗКИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА ТОКАМАКЕ Т-10

Для серии импульсов Т-10 с низким магнитным полем ( $1.55 \text{ Тл} \leq B_T \leq 2.1 \text{ Тл}$ ) сначала проведено моделирование электронной температуры на стационарной омической стадии разряда на основе ТМКП [3, 4, 9]. Параметры импульсов указаны в табл. 1. Видно, что для этой серии импульсов значения коэффициента запаса устойчивости на границе плазмы  $q_a$  находятся в диапазоне

$$2.4 \leq q_a \leq 4. \quad (1)$$

В ТМКП выражение для потока тепла записывается в виде

$$\Gamma_\alpha = -k_\alpha^{PC} T_\alpha \left( \frac{T'_\alpha}{T_\alpha} - \frac{T'_{c\alpha}}{T_{c\alpha}} \right), \quad (2)$$

где  $T_\alpha$  — температура электронов ( $\alpha = e$ ) и ионов ( $\alpha = i$ ),  $T_{c\alpha}$  — соответствующий канонический профиль температуры,  $T'_\alpha = \partial T_\alpha / \partial r$ . Коэффициент жесткости профилей температуры  $k_\alpha^{PC}$  имеет вид

$$k_\alpha^{PC} = n_e \chi_\alpha^{PC} = C_\alpha \frac{1}{M} \left( \frac{a}{R} \right)^{3/4} \times \\ \times q_{cyl}(a) q \left( \frac{a}{2} \right) \left( T_\alpha \left( \frac{a}{4} \right) \right)^{h_\alpha} \left( \frac{3}{R} \right)^{1/4} \left( \frac{\bar{n}_e}{B_T} \right) = \text{const}(\rho). \quad (3)$$

Таблица 1. Параметры разрядов Т-10

| #     | $B_T$ , Тл | $I_p$ , кА | $\bar{n}_e$ , $10^{19} \text{ м}^{-3}$ | $q_a$ |
|-------|------------|------------|----------------------------------------|-------|
| 57412 | 1.55       | 140        | 1.3                                    | 3.4   |
| 57412 | 1.55       | 140        | 2.3                                    | 3.4   |
| 72958 | 1.7        | 220        | 3                                      | 2.4   |
| 71122 | 1.7        | 200        | 1.7                                    | 2.6   |
| 72803 | 1.9        | 220        | 2.8                                    | 2.6   |
| 62732 | 2.02       | 180        | 2.5                                    | 3.4   |
| 62738 | 2.02       | 250        | 3.2                                    | 2.4   |
| 57712 | 2.08       | 165        | 2.5                                    | 4     |
| 56090 | 2.1        | 168        | 2.5                                    | 4     |

Здесь  $k_\alpha^{PC}$  в  $\text{м}^{-1} \text{с}^{-1}$ ;  $\chi_\alpha^{PC}$  в  $\text{м}^2 \text{с}^{-1}$ ;  $C_\alpha$  и  $h_\alpha$  — численные коэффициенты;  $M$  — масса ионов в а.е.м.;  $T_\alpha$  — температура, кэВ;  $R$  и  $a$  — большой и малый радиусы плазмы соответственно, м;  $q_{cyl}(a) = 5a^2 B_T / (I_p R)$ ;  $B_T$  — тороидальное магнитное поле, Тл;  $I_p$  — ток плазмы, МА;  $n_e$  — электронная плотность плазмы,  $10^{19} \text{м}^{-3}$ ;  $\rho$  — координата магнитной поверхности.

Согласно работе [9], канонический профиль для функции  $\mu_\alpha(\rho)$  определяется из решения уравнений Эйлера ( $\alpha = e, i$ ):

$$\rho^2 G \frac{\partial \mu_\alpha^2}{\partial A} + \lambda_\alpha \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' G \rho \mu_\alpha) \right] + \frac{D_\alpha \rho}{V'} \frac{\partial \mu_\alpha}{\partial \rho} = 0. \quad (4)$$

Здесь  $\lambda_\alpha$  и  $D_\alpha$  — параметры Лагранжа. Граничные условия имеют вид

$$\mu_\alpha(0) = \mu_{0\alpha}, \quad \mu'_\alpha(0) = 0, \quad \mu_\alpha(a) = \mu_a = \frac{1}{q(a)},$$

$$\frac{\mu_{0\alpha}}{2} \frac{i_{\alpha a}}{G_a \mu_a^2} = U_\alpha, \quad (5)$$

где  $i_{\alpha a}$  — константа, определяемая как значение безразмерного канонического профиля тока  $i_\alpha$  на границе плазмы. Функция  $i_\alpha$  определяется выражением

$$i_\alpha = \nabla_\phi (\rho \mu_\alpha) = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' G \rho \mu_\alpha). \quad (6)$$

Здесь  $V' = \partial V / \partial \rho$  и  $G = R^2 \langle (\nabla \rho)^2 / r^2 \rangle$  — метрические коэффициенты, постоянная величина  $U_\alpha \approx 1$  [9].

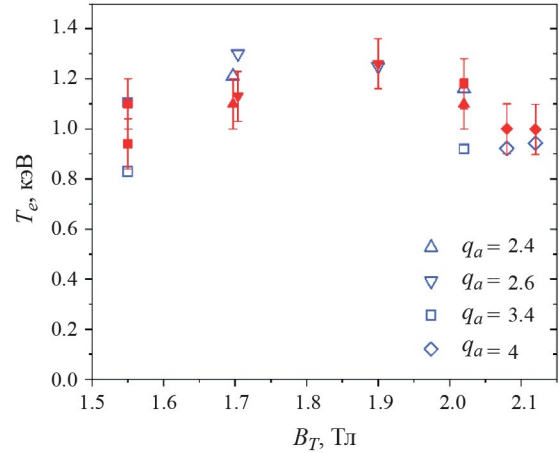
Решение задачи (4), (5) обозначим индексом «с» снизу. Канонические профили для температуры определяются законом Ома  $T_{c\alpha} \propto (i_{c\alpha})^{2/3}$ .

Численные коэффициенты  $C_\alpha$  и  $h_\alpha$ , а также значения канонического профиля  $\mu_\alpha(\rho)$  в центре плазмы ( $\mu_{0e}$  и  $\mu_{0i}$ ) найдены в работах [3, 4] из анализа разрядов токамака Т-10 с полем  $B_T = 2.3$ – $2.5$  Тл, их значения указаны в табл. 2.

Проверим применимость ТМКП с этими коэффициентами для моделирования разрядов Т-10 с низким магнитным полем  $B_T \leq 2.1$  Тл. Транспортная модель реализована в коде ASTRA [10]. Решаются уравнения теплопереноса для электронной и ионной температур с потоками тепла (2), (3) и уравнение диффузии тока. Профиль электронной плотности задается из эксперимента. Для восстановления профиля плотности по результатам хордовых измерений микроволнового и лазерного интерферометров решается задача абелизации.

**Таблица 2.** Коэффициенты стандартной ТМКП

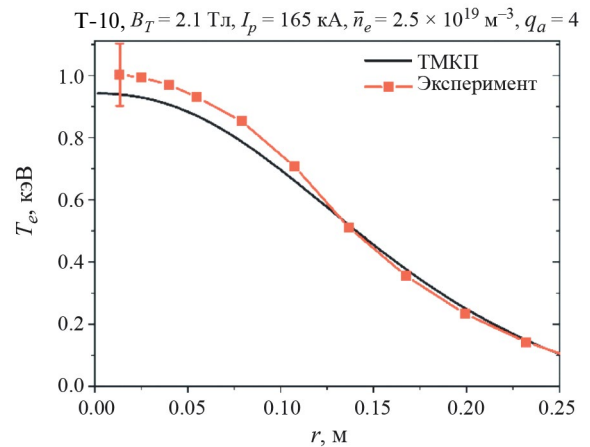
| $C_e$ | $h_e$ | $\mu_{0e}$ | $C_i$ | $h_i$ | $\mu_{0i}$ |
|-------|-------|------------|-------|-------|------------|
| 3.5   | 0.5   | 0.6        | 3.8   | 0.5   | 0.5        |



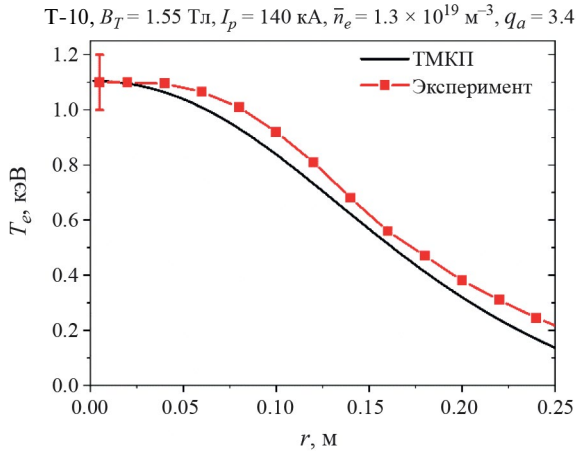
**Рис. 1.** Расчетные (синие символы) и экспериментальные (красные символы) значения центральной электронной температуры для омических разрядов токамака Т-10 при различных значениях тороидального магнитного поля и запаса устойчивости на границе плазмы.

На рисунке 1 показаны расчетные и экспериментальные значения электронной температуры в центре плазмы для разрядов, представленных в табл. 1. Рисунок показывает, что различие между расчетной и экспериментальной центральной температурой не превышает  $\sim 20\%$ . Отметим, что при сравнении температур наибольшей чувствительностью обладает именно  $T_e(0)$ , однако более адекватной оценкой точности расчета является среднеквадратичная ошибка (RMS). Как правило, она заметно меньше ошибки в центральных температурах и не превышает  $\sim 10\%$ , как показано на рис. 2 и 3.

Приведены расчетный и экспериментальный профили электронной температуры для двух



**Рис. 2.** Расчетный (черный) и экспериментальный (красный) профили электронной температуры для импульса #56090. Среднеквадратичное отклонение  $dT_e = 0.05$ .



**Рис. 3.** Расчетный и экспериментальный профили электронной температуры для импульса #57412. Среднеквадратичное отклонение  $d2T_e = 0.09$ .

импульсов с магнитным полем  $B_T = 2.1$  Тл (рис. 2) и  $B_T = 1.55$  Тл (рис. 3). Для оценки точности моделирования определяли величину среднеквадратичного отклонения (RMS) расчетного профиля температуры  $T_e$  от экспериментального  $T_e^{exp}$

$$d2T_e = \left( \int_0^{r_0} dr \left( \frac{T_e - T_e^{exp}}{T_e^{exp}} \right)^2 / \int_0^{r_0} dr \right)^{0.5}. \quad (7)$$

Как и в работе [3], в данных расчетах  $r_0 = 0.7a$ , где  $a = 0.3$  м — малый радиус токамака Т-10.

Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными показывает, что в пределах экспериментальной погрешности ТМКП хорошо описывает центральную электронную температуру в разрядах с низким магнитным полем в рассмотренном диапазоне параметров плазмы. Отметим, что моделируется дейтериевая плазма Т-10 ( $M = 2$ ).

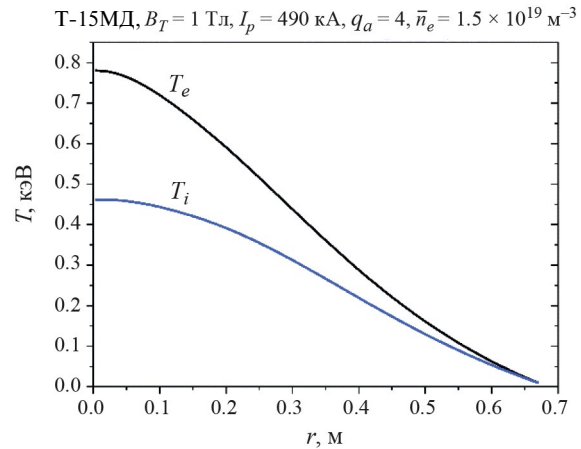
### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОМИЧЕСКОГО РЕЖИМА Т-15МД

Применим стандартную ТМКП для моделирования омического режима Т-15МД в том же диапазоне параметров плазмы:  $B_T = 1\text{--}2$  Тл,  $\bar{n}_e = (0.2\text{--}0.7) n_G$ , где  $n_G = I_p / (\pi a^2)$  — плотность Гринвальда;  $q_a = 3\text{--}4$ . Профиль электронной плотности будем задавать таким образом, чтобы сохранялся нормированный профиль давления в нормированных координатах  $\rho = r(I_p R / (k B_T))^{-1/2}$  в соответствии с исследованием [11], где  $\kappa$  — вытянутость плазменного шнура.

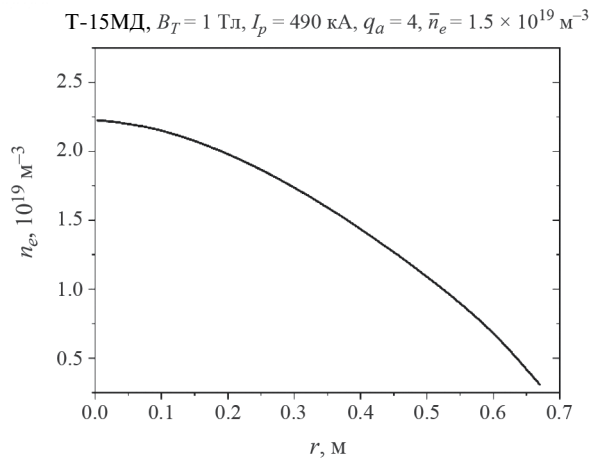
Электронная и ионная температуры определяются из решения уравнений теплопереноса с потоками тепла (2), (3). Рассматривается водородная плазма

лимитерной конфигурации с круглым сечением (вытянутость  $\kappa = 1$ , треугольность  $\delta = 0$ ) с большим радиусом  $R = 1.5$  м и малым радиусом  $a = 0.67$  м [12].

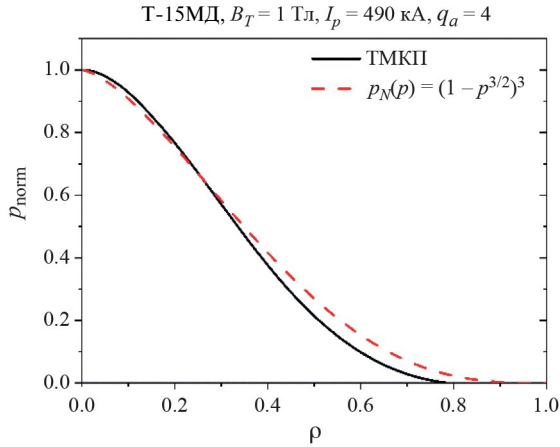
На рисунке 4 показаны расчетные профили электронной и ионной температуры для омического разряда Т-15МД с полем  $B_T = 1$  Тл, током плазмы  $I_p = 490$  кА и средней плотностью  $\bar{n}_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . На рис. 5 показан профиль электронной плотности, который подбирался таким образом, чтобы нормированный расчетный профиль давления  $p(\rho)/p(0)$  соответствовал нормированному профилю давления  $p_N(\rho) = (1 - \rho^{3/2})^3$ , который является аппроксимацией экспериментальных наблюдений в режимах с омическим и ЭЦР-нагревом на различных токамаках [11]. На рис. 6 сравниваются нормированные расчетный и экспериментальный профили давления в нормированных координатах. Видно, что профили близки друг к другу.



**Рис. 4.** Расчетные профили электронной и ионной температуры для омического разряда Т-15МД при  $B_T = 1$  Тл,  $I_p = 490$  кА и  $\bar{n}_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .



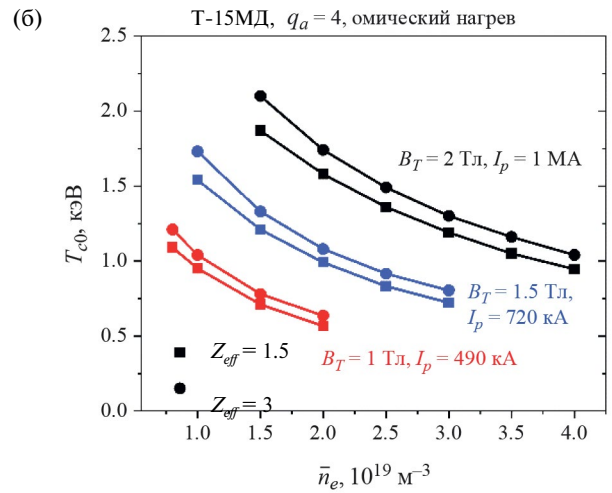
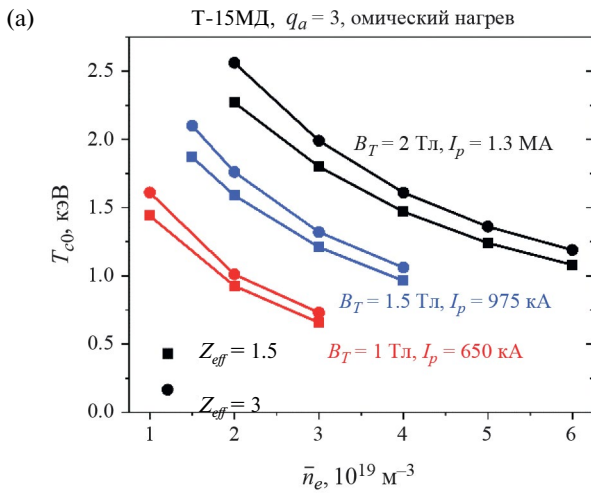
**Рис. 5.** Профиль электронной плотности, задаваемый при моделировании омического разряда Т-15МД ( $B_T = 1$  Тл,  $I_p = 490$  кА и  $\bar{n}_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ).



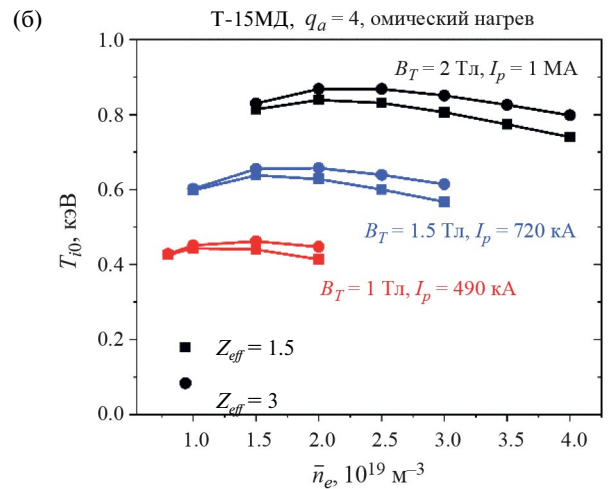
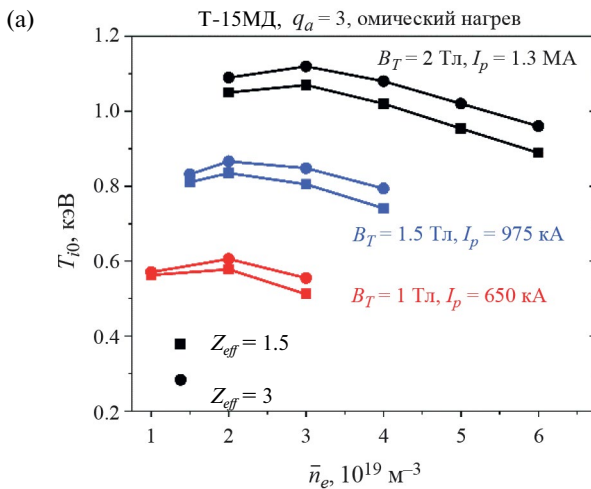
**Рис. 6.** Нормированные расчетный и экспериментальный самосогласованный профили давления в нормированных координатах  $\rho = r(I_p R / (\kappa B_T))^{-1/2}$ .

На рис. 7, 8 показаны расчетные зависимости центральной электронной (рис. 7) и ионной (рис. 8) температур от средней электронной плотности для трех значений магнитного поля:  $B_T = 1, 1.5$  и  $2$  Тл. В расчетах эффективный заряд плазмы  $Z_{eff}$  принимался равным  $1.5$ – $3$ . Рисунки 7 и 8 показывают, что электронная температура уменьшается с ростом плотности. С увеличением магнитного поля электронная температура увеличивается, так как для сохранения величины запаса устойчивости на границе ( $q_a = 4$  или  $q_a = 3$ ) увеличивается ток плазмы, а вместе с ним и мощность омического нагрева.

В рассмотренном диапазоне значений плотности ( $0.2n_G \leq \bar{n}_e \leq 0.7n_G$ ) при  $q_a = 3$  электронная температура в центре плазмы достигает  $T_e \approx 1.6$  кэВ для  $B_T = 1$  Тл,  $I_p = 650$  кА и  $T_e = 2.6$  кэВ для  $B_T = 2$  Тл,  $I_p = 1.3$  МА.

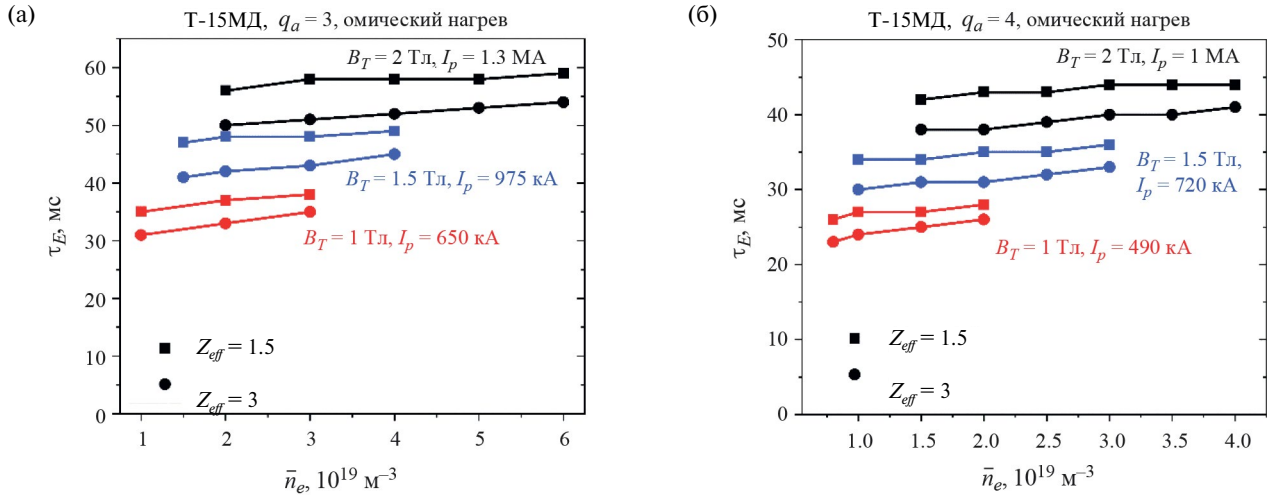


**Рис. 7.** Расчетные значения центральной электронной температуры для омического режима токамака Т-15МД в зависимости от средней плотности  $\bar{n}_e = (0.2-0.7) n_G$  при разных значениях магнитного поля. Запас устойчивости на границе плазмы  $q_a = 3$  (а);  $q_a = 4$  (б).



**Рис. 8.** Расчетные значения центральной ионной температуры для омического режима токамака Т-15МД в зависимости от средней плотности  $\bar{n}_e = (0.2-0.7) n_G$  при разных значениях магнитного поля. Запас устойчивости на границе плазмы  $q_a = 3$  (а);  $q_a = 4$  (б).





**Рис. 9.** Расчетные значения времени удержания энергии  $\tau_E$  для омического режима токака Т-15МД в зависимости от средней плотности  $\bar{n}_e = (0.2\text{—}0.7) n_G$  при разных значениях магнитного поля. Запас устойчивости на границе плазмы  $q_a = 3$  (а);  $q_a = 4$  (б).

Ионная температура слабо зависит от средней плотности и составляет  $T_i \approx 0.6 \text{ кэВ}$  при  $B_T = 1 \text{ Тл}, I_p = 650 \text{ кА}$  и  $T_i \approx 1 \text{ кэВ}$  при  $B_T = 2 \text{ Тл}$  и  $I_p = 1.3 \text{ МА}$ . При  $q_a = 4$  расчетные значения электронной и ионной температур в центре плазмы оказываются ниже:  $T_e \leq 1.2 \text{ кэВ}$ ,  $T_i \approx 0.45 \text{ кэВ}$  для  $B_T = 1 \text{ Тл}, I_p = 490 \text{ кА}$  и  $T_e \leq 2.1 \text{ кэВ}$ ,  $T_i \approx 0.8 \text{ кэВ}$  при  $B_T = 2 \text{ Тл}$  и  $I_p = 1 \text{ МА}$ .

На рисунке 9 показаны расчетные значения времени удержания энергии  $\tau_E$  в зависимости от средней электронной плотности при разных значениях магнитного поля. Время удержания почти не меняется с ростом средней плотности, при  $q_a = 3$ ,  $\tau_E \approx 30\text{—}60 \text{ мс}$ , при  $q_a = 4$ ,  $\tau_E \approx 23\text{—}45 \text{ мс}$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как известно, в омическом режиме при низких значениях электронной плотности плазмы время удержания энергии линейно возрастает с ростом  $\bar{n}_e$  (режим линейного омического удержания — Linear Ohmic Confinement, LOC), а при высокой плотности удержание практически не зависит от  $\bar{n}_e$  (режим насыщенного омического удержания — Saturated Ohmic Confinement, SOC). Критическая средняя плотность, при которой происходит переход из LOC режима в SOC режим, определяется с помощью скейлинга:

$$n_e^{crit} = 0.65 \frac{M^{0.5} B_T}{q_a R}, \quad (8)$$

где  $B_T$  — в Тл;  $R$  — в м;  $M$  — в а.е.м., см формулу (3);  $n_e^{crit}$  — в  $10^{20} \text{ м}^{-3}$  [13]. Для водородной плазмы Т-15МД ( $M = 1$ ) при  $q_a = 4$  и поле  $B_T = 1\text{—}2 \text{ Тл}$  получаем  $n_e^{crit} \sim (1 - 2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Таким образом, все полученные результаты моделирования для Т-15МД относятся к SOC-режиму. Для

сравнения, в дейтериевой плазме Т-10 даже при низком магнитном поле  $B_T = 1.55 \text{ Тл}$  критическая плотность  $n_e^{crit} \sim 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . То есть все импульсы на рис. 1 относятся к режиму LOC, в котором удержание описывается неоалкаторным скейлингом для водородной плазмы:

$$\tau_{nA} = 70 \bar{n}_e q_a a R^2, \quad (9)$$

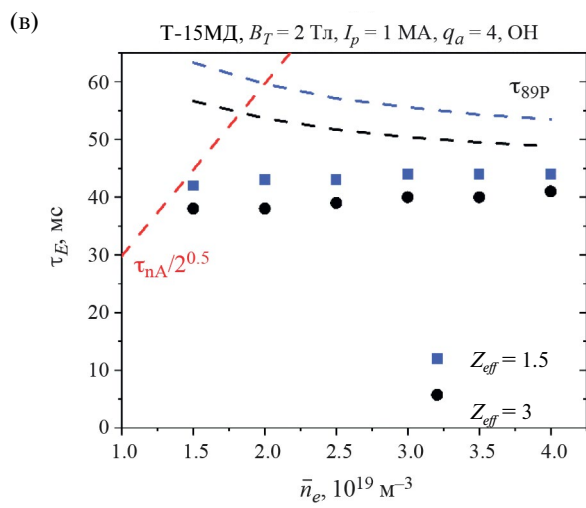
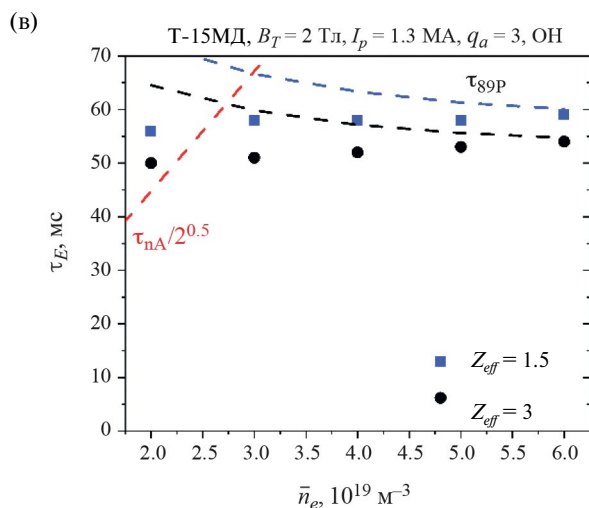
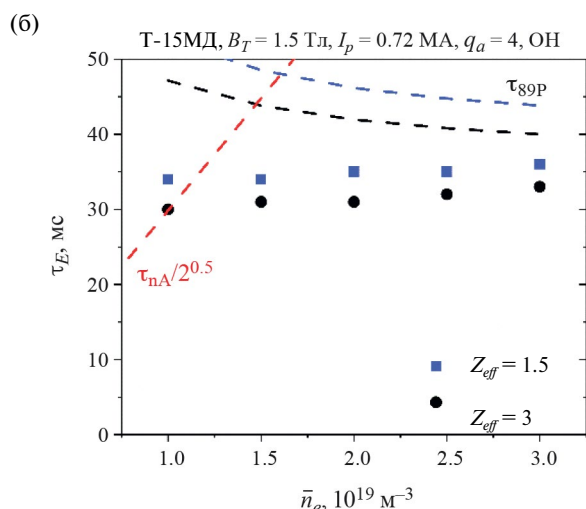
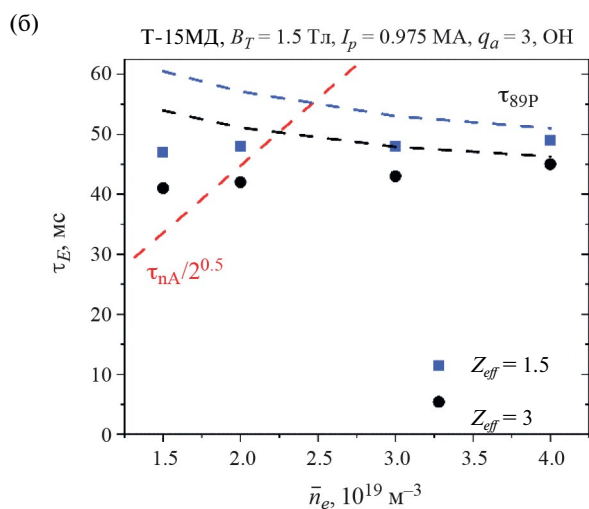
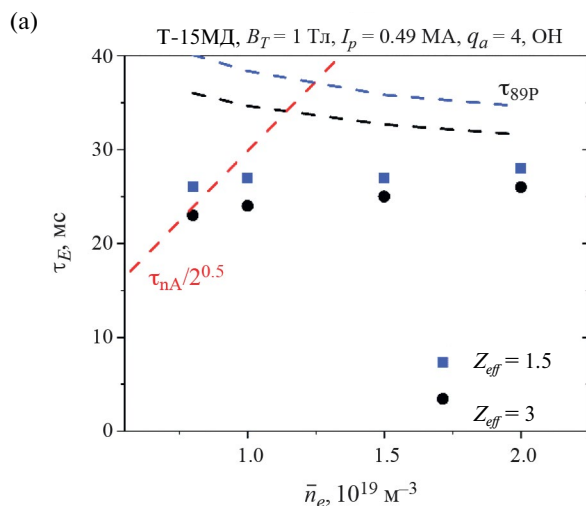
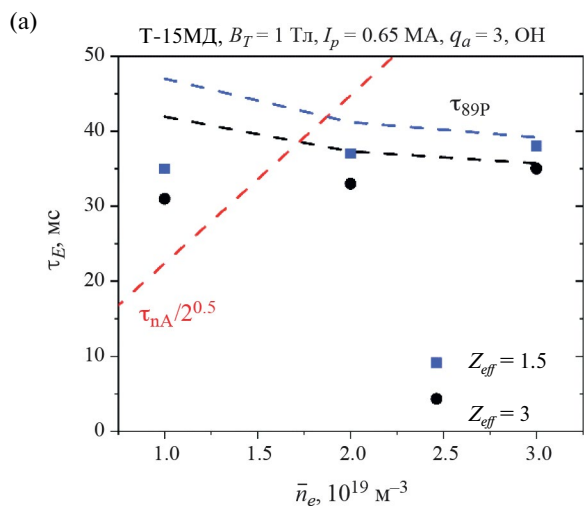
где  $\tau_{nA}$  — в мс,  $\bar{n}_e$  — в  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $R$  и  $a$  — в м. Удержание в режиме SOC соответствует скейлингу для L-моды ITER-89P [14]:

$$\tau_{89P} = 48 I_p^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} \kappa^{0.5} B_T^{0.2} M^{0.5} \bar{n}_e^{0.1} P^{-0.5}, \quad (10)$$

где  $\tau_{89P}$  — в мс,  $I_p$  — в МА,  $B_T$  — в Тл,  $\bar{n}_e$  — в  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $R$  и  $a$  — в м,  $M$  — в а.е.м.

На рисунках 10 и 11 показано сравнение времени удержания в омическом режиме Т-15МД, рассчитанного по ТМКП, со скейлингом для L-моды  $\tau_{89P}$  и неоалкаторным скейлингом  $\tau_{nA}$  с учетом изотопного коэффициента  $(M_H/M_D)^{0.5} = 1/2^{0.5}$ , так как расчеты сделаны для водородной плазмы. Видно, что при плотностях  $\bar{n}_e > n_e^{crit}$  рассчитанное время удержания соответствует скейлингу ITER-89P, который используется для оценки удержания в режиме SOC [14].

Следует отметить, что на рис. 10 и 11 время удержания  $\tau_{89P}$  уменьшается с ростом плотности, хотя в скейлинге ITER-89P зависимость от плотности положительная и очень слабая  $\tau_{89P} \sim \bar{n}_e^{0.1}$ . Это связано с тем, что в скейлинг входит еще сильная зависимость от мощности нагрева  $\tau_{89P} \sim P^{-0.5}$ . С ростом плотности электронная температура и проводимость плазмы уменьшаются, поэтому омическая мощность возрастает. Таким образом, в данном случае мощность в скейлинге не является независимой переменной.



**Рис. 10.** Время удержания энергии, рассчитанное по ТМКП (символы) и неоалкаторному и ITER-89P скейлингам (штриховые кривые), для омического режима T-15МД при  $B_T = 1$  Тл (а);  $B_T = 1.5$  Тл (б);  $B_T = 2$  Тл (в). Запас устойчивости на границе плазмы  $q_a = 3$ .

**Рис. 11.** Время удержания энергии, рассчитанное по ТМКП (символы) и неоалкаторному и ITER-89P скейлингам (штриховые кривые), для омического режима T-15МД при  $B_T = 1$  Тл (а);  $B_T = 1.5$  Тл (б);  $B_T = 2$  Тл (в). Запас устойчивости на границе плазмы  $q_a = 4$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для верификации ТМКП, изначально откалиброванной для  $3 \leq q_a \leq 5$ , проведено моделирование омических разрядов Т-10 с низким магнитным полем  $1.55 \text{ Тл} \leq B_T \leq 2.1 \text{ Тл}$ ,  $2.4 \leq q_a \leq 4$ . Показано, что в рассмотренных режимах ТМКП в пределах экспериментальной погрешности описывает омическую электронную температуру в широком диапазоне плотности вплоть до 0.7 от предела Гринвальда.

Таким образом, область применения ТМКП расширена на более низкие магнитные поля и более широкий интервал  $q_a$ . Проведено транспортное моделирование стационарной стадии омического разряда токамака Т-15МД на основе ТМКП для магнитного поля  $B_T = 1\text{--}2 \text{ Тл}$  и  $q_a = 3\text{--}4$ . Получены радиальные профили и зависимости ожидаемой электронной и ионной температур и времени удержания от средней плотности, которые в дальнейшем могут использоваться для экспериментальной верификации и расчетов сценариев разрядов Т-15МД.

Работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”. Моделирование Т-10 поддержано Российским научным фондом, грант 23-72-00042.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Днестровский Ю. Н., Данилов А. В., Днестровский А. Ю., Лысенко С. Е., Сушков А. В., Черкасов С. В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. С. 45.
2. Днестровский Ю. Н., Вершков В. А., Данилов А. В., Днестровский А. Ю., Лысенко С. Е., Мельников А. В., Субботин Г. Ф., Сычуглов Д. Ю., Черкасов С. В., Шелухин Д. А. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 226. <https://doi.org/10.1134/S0367292119020057>
3. Днестровский Ю. Н., Данилов А. В., Днестровский А. Ю., Лысенко С. Е., Мельников А. В., Немец А. Р., Нургалиев М. Р., Субботин Г. Ф., Соловьев Н. А., Сычуглов Д. Ю., Черкасов С. В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. С. 9.
4. Dnestrovskij Yu. N., Danilov A. V., Dnestrovskij A. Yu., Lysenko S. E., Melnikov A. V., Nemets A. R., Nurgaliev M. R., Subbotin G. F., Solovov N. A., Sychugov D. Yu., Cherkasov S. V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
5. Леонов В. М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. С. 73.
6. Мельников А. В., Елисеев Л. Г., Лысенко С. Е., Перфилов С. В., Шурыгин Р. В., Крупник Л. И., Козачок А. С., Смоляков А. И. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. С. 633.
7. Melnikov A. V., Eliseev L. G., Perfilov S. V., Andreev V. F., Grashin S. A., Dyabilin K. S., Chudnovskiy A. N., Isaev M. Yu., Lysenko S. E., Mavrin V. A., Mikhailov M. I., Ryzhakov D. V., Shurygin R. V., Zenin V. N. and the T-10 Team // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 093019. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093019>
8. Melnikov A. V., Hidalgo C., Eliseev L. G., Ascasibar E., Chmyga A. A., Dyabilin K. S., Krasilnikov I. A., Krupin V. A., Krupnik L. I., Khrebtov S. M., Komarov A. D., Kozachek A. S., Lopez-Bruna D., Lysenko S. E., Mavrin V. A., de Pablos J. L., Pastor I., Perfilov S. V., Pedrosa M. A., Shurygin R. V., Vershkov V. A., T-10 Team and TJ-II Team // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 083043. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/8/083043>
9. Dnestrovskij Yu. N., Connor J. W., Cherkasov S. V., Danilov A. V., Dnestrovskij A. Yu., Lysenko S. E., Roach C. M., Walsh M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. P. 1477. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/9/009>
10. Pereverzev G. V., Yushmanov P. N. Preprint IPP 5/98. Garching, Germany, 2002.
11. Razumova K. A., Andreev V. F., Kislov A. Ya., Kirneva N. A., Lysenko S. E., Pavlov Yu. D., Shafranov T. V., the T-10 Team, Donne A. J. H., Hogeweij G. M. D., Spakman G. W., Jaspers R., the TEXTOR team, Kantor M., Walsh M. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 065011. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/6/065011>
12. Melnikov A. V., Sushkov A. V., Belov A. M., Dnestrovskij Yu. N., Eliseev L. G., Gorshkov A. V., Ivanov D. P., Kirneva N. A., Korobov K. V., Krupin V. A., Lysenko S. E., Mukhovatov V. S., Mustafin N. A., Perfilov S. V., Razumova K. A., Roy I. N., Savrukhin P. V., Strelkov V. S., Shestakov E. A., Tilinin G. N., Vdovin V. L. // Fusion Engineering and Design. 2015. V. 96—97. P. 306.
13. ITER Physics Basis. Chapter 2 // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2175.
14. Rice J. E., Citrin J., Cao N. M., Diamond P. H., Greenwald M., Crieron B. A. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 105001. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abac4b>



## Simulation of an Ohmic Regime in the T-15MD Tokamak Based on the Canonical Profile Transport Model

© 2024 N. V. Kasyanova<sup>a,b,\*,\*\*</sup>, Yu. N. Dnestrovskij<sup>a</sup>, A. V. Melnikov<sup>a,b,c</sup>

<sup>a</sup> National Research Centre “Kurchatov Institute,” Moscow, 123182, Russia

<sup>b</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow oblast, 141701, Russia

<sup>c</sup> National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409, Russia

\* e-mail: Kasyanova\_NV@nrcki.ru

\*\* e-mail: nrcki@nrcki.ru

The canonical profiles transport model (CPTM), whose coefficients were determined from the T-10 tokamak database with a standard magnetic field  $B_T = 2.3\text{--}2.5$  T, has shown its robustness in ohmic regimes with a reduced magnetic field  $B_T = 1.55\text{--}2.1$  T. We used the CPTM for predictions of radial profiles and dependences of the electron and ion temperatures and the energy confinement time on the average plasma density for the T-15MD tokamak at the initial stage of its operation: the ohmic regime in a circular limiter configuration with  $B_T = 1.0\text{--}2.0$  T and plasma current  $I_p < 1$  MA.

**Keywords:** tokamak, ohmic heating, energy transport, canonical profiles transport model