

УДК 533.932, 621.039.626

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА И ЧАСТИЦ В ТОКАМАКАХ COMPASS И T-10 С ПОМОЩЬЮ ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ

© 2024 г. А. В. Данилов^{а, *}, Ю. Н. Днестровский^а, А. В. Мельников^{а, b, c},
Л. Г. Елисеев^а, С. Е. Лысенко^{а, **}, С. В. Черкасов^а

^аНИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^бНациональный ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

^сМосковский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Россия

*e-mail: danilov_AV@nrcki.ru

**e-mail: lysenko_SE@nrcki.ru, nrcki@nrcki.ru

Поступила в редакцию 13.09.2024 г.

После доработки 31.10.2024 г.

Принята к публикации 05.11.2024 г.

Представлены результаты моделирования переноса тепла и частиц плазмы, получаемой в режиме омического нагрева в токамаке T-10 с круглым лимитером и D-образной плазмы с дивертором в токамаке COMPASS. Проведено моделирование в режиме H-моды с омическим нагревом плазмы и при ее дополнительном нагреве в результате инъекции нейтрального пучка (NBI) в токамаке COMPASS. Моделирование осуществлялось с помощью Транспортной модели канонических профилей (ТМКП) с использованием кода ASTRA. Полученные радиальные профили электронной температуры и плотности плазменного шнура согласуются с измеренными со среднеквадратичными отклонениями в пределах точности эксперимента 10–15%. Расчеты продемонстрировали весьма схожие профили плотности плазмы, как в омическом режиме, так и при дополнительном NBI-нагреве в H-моду. Профили электронной температуры в H-моду с дополнительным нагревом имеют более высокие пьедесталы, чем в омической H-моду, что согласуется с измерениями. Сравнение показало, что омические режимы в COMPASS и T-10 можно описать одинаковыми коэффициентами жесткости в уравнениях переноса тепла и частиц в плазме.

Ключевые слова: анализ переноса, транспортная модель канонических профилей, токамак, T-10, COMPASS

DOI: 10.31857/S0367292124120044 **EDN:** EFEFPW

1. ВВЕДЕНИЕ

Важное свойство тороидальной плазмы, удерживаемой в магнитном поле, это ее способность сохранять форму радиальных профилей таких важных параметров как давление, плотность и температура плазмы, скорость тороидального вращения, несмотря на различные внешние воздействия, и эта способность обсуждается с начала восьмидесятых годов [1–3]. Такие профили были названы самосогласованными или “каноническими”. Явление поддержания канонических профилей рассматривалось как проявление са-

моорганизации плазмы, которое легло в основу Транспортной модели канонических профилей (ТМКП) [4–6]. Данная модель отличается от других моделей с критическими градиентами тем, что в ней критические градиенты определяются минимумом энергии полоидального поля тока плазмы при условиях сохранения полного тока и полного полоидального магнитного потока. Несмотря на многочисленные наблюдения этого явления, находящегося в прямой связи с природой плазменной турбулентности, его понимание до сих пор представляет собой сложную задачу. Более того, было показано, что и для стеллараторов

профили давления зачастую являются самосогласованными [7, 8]. Вместе с наблюдениями внешних и внутренних транспортных барьеров в стеллараторах эти факты рассматриваются как противоречащие стандартной неоклассической транспортной парадигме. По-видимому, и в стеллараторах важную роль играет аномальный перенос, обусловленный турбулентностью плазмы.

В последнее десятилетие надежды на более глубокое понимание природы турбулентности тороидальной плазмы связываются с зональными потоками (ЗП) и их высокочастотной ветвью — геодезической акустической модой (ГАМ) [9–11]. Связь между широкополосными флуктуациями плотности/потенциала и ГАМ наблюдалась на T-10 [12–14]. В COMPASS и T-10 бикогерентный анализ показал наличие трехволнового взаимодействия между ГАМ и широкополосной турбулентностью [15, 16]. Оказалось, что ЗП напрямую связаны с L–H-переходом, вызывая укрупнение профиля давления [17]. Заметная активность ГАМ наблюдалась непосредственно перед L–H-переходом в омической плазме токамака ТУМАН-3М [18]. Модуляция уровня турбулентности на частоте ГАМ была подтверждена экспериментальными наблюдениями в плазме токамака ФТ-2 и глобальным гирокинетическим моделированием с помощью кода ELMFIRE [19]. Авторы данной работы рассматривают взаимодействие крупномасштабных ЗП с мелкомасштабной дрейфово-волновой турбулентностью как пример механизма самоорганизации плазменной турбулентности.

Численное решение многомерных кинетических уравнений с помощью гирокинетических кодов в настоящее время рассматривается как наиболее перспективный способ описания турбулентного переноса в плазме. Тем не менее подход ТМКП по-прежнему является разумной альтернативой, по крайней мере, для достаточно простых предварительных оценок.

В статье представлены результаты моделирования с помощью ТМКП с использованием кода ASTRA [20] для омической плазмы в токамаке T-10 с круглым лимитером (большой и малый радиусы $R = 1.5$ м, $a = 0.3$ м) и ITER-подобной D-образной плазмы с дивертором в токамаке COMPASS ($R = 0.56$ м, $a = 0.2$ м). Кроме того, было проведено моделирование H-моды в плазме с омическим и NBI-нагревом в токамаке COMPASS. В последнем случае для моделирова-

ния взаимодействия нейтрального пучка с плазмой использовался код NUBEAM [21].

2. ТРАНСПОРТНАЯ МОДЕЛЬ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ

Модель основана на предположении, что в нестационарной омической плазме и плазме в L-моде профили температуры, плотности и давления эволюционируют в направлении канонических. Данное свойство плазмы описывается введением дополнительных потоков тепла и частиц, пропорциональных отклонениям нормированных градиентов профилей от канонических. Эти дополнительные потоки значительно превышают неоклассические значения и обеспечивают описание турбулентного переноса тепла и частиц.

Канонические профили для тороидальной плазмы с произвольным поперечным сечением и ТМКП описаны в [22, 23]. Модель исходит из уравнений, описывающих сохранение числа частиц и тепла, а также закона Ома для продольной компоненты тока:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (1/V') \frac{\partial(V' G_1 \Gamma_n)}{\partial \rho} = S_n(\rho), \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(n T_\alpha)}{\partial t} + (1/V') \frac{\partial(V' G_1 Q_\alpha)}{\partial A} = P_\alpha(\rho), \quad (2)$$

$$\sigma_{\parallel} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{\mu_{00} B_0 \rho} \frac{\partial(V' G \partial \psi / \partial \rho)}{\partial \rho}. \quad (3)$$

Здесь T_α — температура электронов ($\alpha = e$) или ионов ($\alpha = i$), n — плотность плазмы, $V' = \partial V / \partial \rho$, $G = R^2 \langle (\nabla \rho)^2 / r^2 \rangle$, $G_1 = \langle (\nabla \rho)^2 \rangle$ — метрические коэффициенты, $\langle f \rangle$ — операция усреднения по магнитной поверхности, V — объем плазмы внутри магнитной поверхности, Q_α — потоки тепла электронов и ионов, Γ_n — поток частиц, P_α — плотность вкладываемой мощности, S_n — источник частиц, ψ — потенциал полоидального магнитного поля, B_0 — тороидальное магнитное поле, σ_{\parallel} — продольная проводимость плазмы, ρ — радиальная координата по тороидальному магнитному полю.

Потоки тепла в электронном и ионном каналах представлены в следующем виде [23]:

$$Q_\alpha = -k_\alpha \left(T'_\alpha - \frac{T_\alpha}{T_c} T'_c \right) F_\alpha - k_{0\alpha} T'_\alpha + \frac{3}{2} \Gamma_n T_\alpha - k_{st} H(\rho_s - \rho) T'_\alpha. \quad (4)$$

Здесь T_c — канонический профиль температуры, k_α — жесткость профиля температуры электронов или ионов, $H(x)$ — функция Хевисайда ($H(x) = 1$ для $x > 0$, $H(x) = 0$ для $x < 0$); $k_{0\alpha}$ — коэффициент теплопроводности, определяемый процессами, не связанными с эффектом постоянства профиля (например, неоклассическими эффектами). Последние два члена описывают конвективный тепловой поток, пропорциональный потоку частиц и усредненному эффекту пилообразных колебаний внутри области $\rho < \rho_s$, где $q(\rho_s) \sim 1$, $q(\rho)$ — запас устойчивости.

Поток частиц записывается следующим образом:

$$\Gamma_n = nV_w - D_n \left(n' - \frac{n}{n_c} n'_c \right) F_e - D_0 n' - D_{st} H(\rho_s - \rho) n'. \quad (5)$$

Здесь первый член в правой части — неоклассический Вейеровский пинч, следующий член описывает поток, обусловленный жесткостью профиля электронной плотности, а последние два члена — “фоновый” поток частиц и поток, связанный с пилообразными колебаниями; n_c — канонический профиль плотности, D_n , D_0 и D_{st} — соответствующие коэффициенты диффузии и жесткости.

В расчетах источник частиц генерировался специальной программой из стандартного пакета ASTRA, поддерживающей плотность плазмы по центральной хорде. В процессе итераций, обеспечивающих равенство экспериментальных и расчетных значений среднехордовой плотности плазмы, программа меняла концентрацию холодных нейтралов. Остальные параметры, участвующие в расчетах радиального распределения нейтралов, это энергии стеночных холодных и горячих нейтралов, а также концентрация горячих нейтралов, были определены ранее в расчетах для других установок и считались неизменными. Концентрация нейтралов, возникающих при вторичной перезарядке ионов пучка при NBI, рассчитывалась программой NUBEAM [21].

Выражения для потоков (1), (2) содержат так называемые “факторы забывания” F_α [22]

$$F_\alpha = \exp \left\{ -z_{p\alpha}^2 / 2 z_{0\alpha}^2 \right\}; \quad z_{p\alpha} = \frac{\rho_{\max} a}{\rho} \left(\frac{p_\alpha}{p_\alpha} - \frac{p'_c}{p_c} \right). \quad (6)$$

Здесь a — малый радиус, $p_\alpha = nT_\alpha$, p_c — канонический профиль давления, а фактор ρ_{\max}/ρ введен для предотвращения зануления $z_{p\alpha}$ в точке $\rho = 0$. Эти факторы подавляют потоки, связанные с жесткостью профиля, внутри внешних транспортных барьеров, образующихся в областях, где $|z_{p\alpha}| > z_{0\alpha}$.

Предварительно моделирование рассматриваемых импульсов COMPASS проводилось с использованием несколько иной модели, включающей дополнительный член в выражение для потока частиц $-\frac{D_p}{T_e} (p' - \frac{p}{p_c} p'_c) F_e$ [24]. Однако дальнейшее исследование показало, что результаты моделирования с более простой моделью достаточно близки к результатам [24], и введение дополнительного члена не оправдано.

Коэффициенты переноса k_α , $k_{0\alpha}$, k_{st} , D_n , D_0 и D_{st} должны быть определены путем сравнения расчетов с экспериментом. Для главного коэффициента мы используем выражение, определенное в [25]:

$$k_\alpha = \left\{ \frac{\lambda_\alpha}{MA^{3/4}} \frac{5a^2 B_0}{RI} q \left(\rho = \frac{\rho_{\max}}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times T_\alpha^{1/2} \left(\rho = \frac{\rho_{\max}}{2} \right) \frac{\bar{n}}{B_0} \right\} \left(\frac{3}{R} \right)^{1/4}. \quad (7)$$

Здесь предполагается, что k_α не зависят от ρ , при этом используются следующие “практические” единицы: k_α в $10^{19} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$, T_α в кэВ, \bar{n} — усредненная по центральной хорде плотность плазмы в 10^{19} м^{-3} , B_0 — тороидальное магнитное поле в Тл, R — большой радиус плазмы в м, A — аспектное отношение, M — относительная масса ионов, I — ток плазмы в МА. В стандартной версии ТМКП, которую мы используем здесь, для всех установок приняты значения $\lambda_e = 3.5$ и $\lambda_i = 5$.

Коэффициент $k_{0\alpha}$ записывается в виде

$$k_{0\alpha} = \lambda_{0\alpha} T_\alpha^{1/2} \left(\rho = \frac{\rho_{\max}}{2} \right) \frac{1}{R}. \quad (8)$$

Коэффициенты в уравнениях потока частиц записываются в виде

$$D_n = \frac{C_n}{n} k_e; \quad D_0 = \frac{C_0}{n} k_{0e}. \quad (9)$$

Коэффициенты $\lambda_{0\alpha}$, C_n , C_0 варьируются в широком диапазоне для различных устройств и будут выбраны ниже при моделировании омиической L-моды, так же как и коэффициенты k_{st} ,

D_{st} , определяющие интенсивность пилообразных колебаний.

В описании Н-моды определяющую роль играют профили величин $z_{0\alpha}$. Мы предполагаем, что на стадии L-моды разряда $z_{0\alpha}=20$ для всего сечения плазмы, обеспечивая приближенное равенство $F_\alpha \approx 1$, а L–H-переход моделируется резким переходом к сглаженному ступенчатому профилю $z_{0\alpha}$

$$z_{0\alpha} = z_0 - z_1 \{1 + \text{th}[(\rho - \rho_1) / \delta]\} \quad (10)$$

с $z_0 = 20$, $z_1 = 7$, $\rho_1 / \rho_{\max} = 0.6$, $\delta / \rho_{\max} = 0.04$ и при неизменных остальных параметрах. Полученное значение $z_{0\alpha} \approx 6$ на краю плазмы близко к значениям, полученным при моделировании Н-моды на более крупных установках JET, DIII-D и MAST [23].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для анализа были выбраны два импульса COMPASS: #9286 и #13652, эволюция основных параметров которых представлена на рис. 1. Для обоих импульсов сигналы свечения линии атомарного водорода H_α свидетельствуют о наличии длительной Н-моды высокой плотности без ELM, но импульс #9286 является омическим, в то время как в импульсе #13652 L–H-переход происходит через несколько миллисекунд после включения

нейтральной инжекции (NBI). Некоторые характеристики импульса T-10 #61408 представлены на рис. 2.

3.1. Сравнение омической L-моды в COMPASS и T-10

Сначала было проведено моделирование омических фаз импульсов COMPASS #13652 и T-10 #61408. Результаты моделирования температуры и плотности электронов представлены на рис. 3. Профили T-10 соответствуют току плазмы 220 кА и средней хордовой плотности $\bar{n} = 4.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, которые близки соответствующим параметрам импульса COMPASS. Из рис. 3 видно, что моделирование воспроизводит наблюдения в пределах экспериментальной точности.

Моделирование позволило определить коэффициенты в уравнениях потоков. Важно отметить, что для двух сравниваемых импульсов на разных установках коэффициенты $\lambda_{0\alpha}$, C_n , C_0 оказались равными: $\lambda_{0\alpha} = 0.3$, $C_n = 0.25$, $C_0 = 0.2$. Коэффициенты k_{st} и D_{st} определяются активностью пилообразных колебаний и меняются от импульса к импульсу. Профиль электронной температуры в разряде T-10 более пикирован, что обусловлено более пикированным каноническим профилем температуры при большем аспектном отноше-

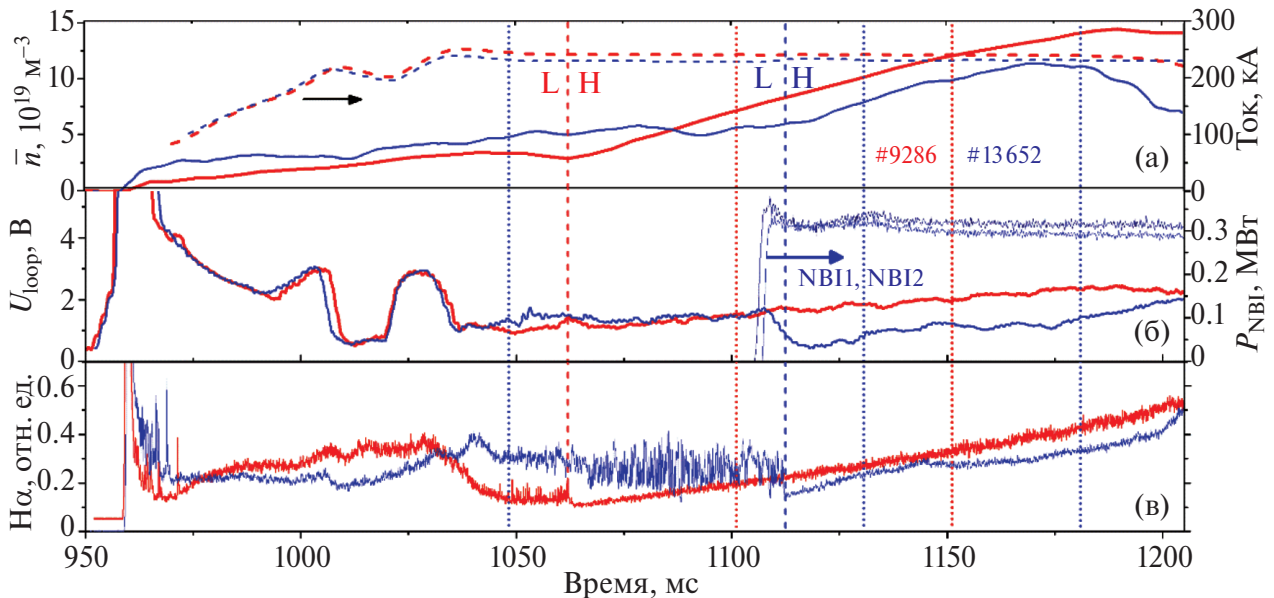


Рис. 1. Красные линии — импульс #9286 токамака COMPASS с омическим L–H-переходом, синие линии — импульс #13652 с дополнительным нагревом нейтральным пучком. (а) Ток плазмы (пунктирные линии), центральная хордовая плотность; (б) напряжение обхода, выходные мощности нейтральных пучков NBI1, NBI2; (в) сигнал H_α . Вертикальные пунктирные линии отмечают моменты L–H-переходов, вертикальные точечные линии — моменты времени, выбранные для моделирования.

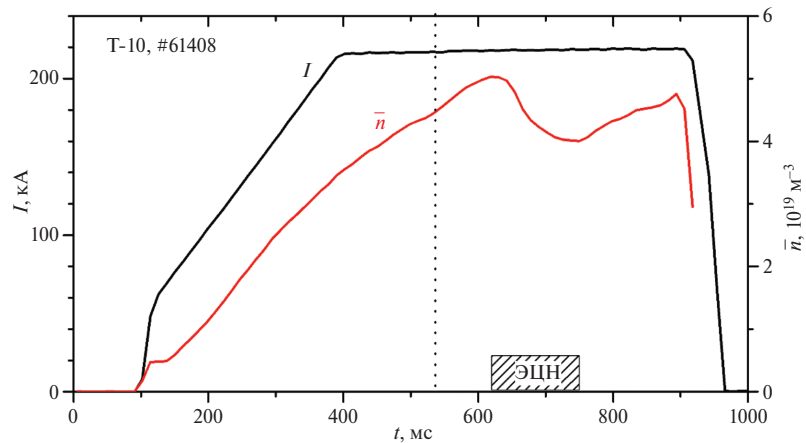


Рис. 2. Эволюция тока плазмы и средней плотности по центральной хорде в импульсе T-10 #61408. Вертикальной линией отмечен момент времени, выбранный для моделирования.

нием. Величины запаса устойчивости для двух импульсов довольно близки друг к другу: $q_a \approx 3.4$ для T-10 и $q_{95} \approx 3.3$ для COMPASS.

3.2. Моделирование H-моды токамака COMPASS

Для моделирования H-моды на COMPASS нам необходимо задать профиль поглощенной мощности нейтрального пучка в импульсе #13652. Для этого к коду ASTRA был добавлен код NUBEAM [21]. В рассматриваемом импульсе работали два пучка с максимальной выходной мощностью 0.32 МВт, в расчетах полная выходная мощность была установлена на максимальном уровне 0.64 МВт. Результаты моделирования мощности пучка, поглощенной электронной и ионной компонентами, представлены на рис. 4. Видно, что поглощение мощности пучка находится на довольно высоком уровне — более 80%, что обусловлено высокой плотностью плазмы. Потери частиц пучка в основном связаны с плохими траекториями, потери на пролет более чем на порядок меньше. Отметим, что около 60% общей мощности было поглощено электронной компонентой.

Радиальные профили мощности пучка, поглощенной электронной и ионной компонентами, представлены на рис. 5, графики демонстрируют поглощение преимущественно в центре плазмы.

На рис. 6 представлены источники заряженных частиц за счет стеночных и пучковых нейтралов в импульсе #13652. Графики подтверждают, что хотя вклад стеночных нейтралов преобладает, источник частиц в центре определяется нейтральным пучком, а в градиентной зоне их вклады сравнимы.

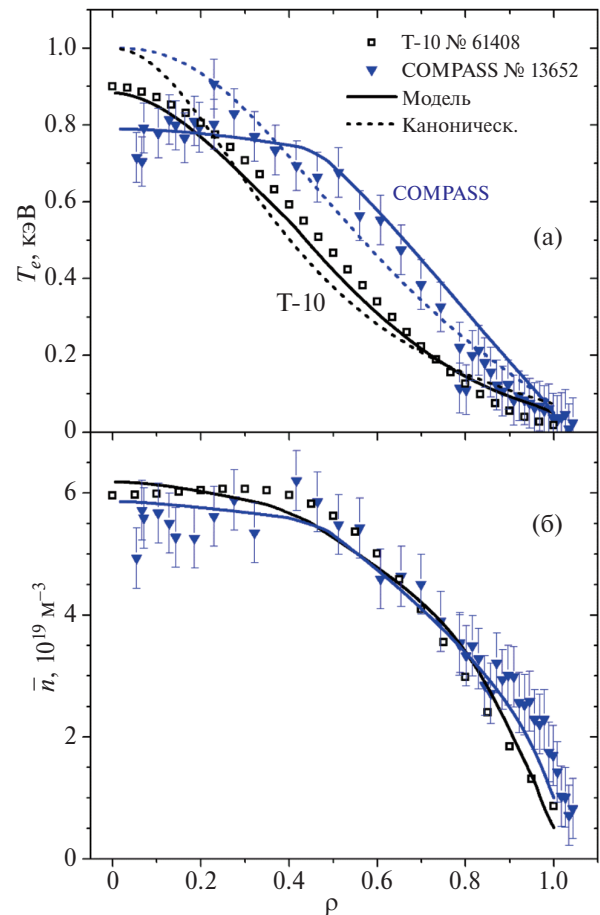


Рис. 3. Профили температуры электронов (а) и плотности плазмы (б) в омической фазе разрядов в COMPASS ($t = 1048$ мс) и T-10 ($t = 540$ мс). Сплошные линии — расчет по ТМКП, пунктирные линии — канонические профили температуры, нормированные на $T_e(0)$, ∇ и \square — эксперимент.

Сравнение рассчитанных профилей температуры и плотности электронов с измерениями ме-

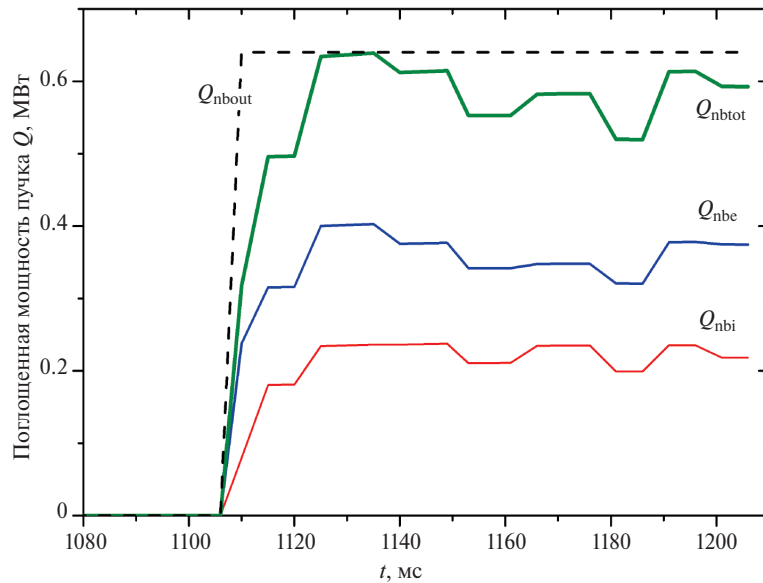


Рис. 4. Мощность нейтрального пучка, поглощенная в плазме электронами Q_{nbe} и ионами Q_{nbi} , полная поглощенная мощность пучка $Q_{nbtot} = Q_{nbe} + Q_{nbi}$ и выходная мощность пучка Q_{nbout} в импульсе #13652.

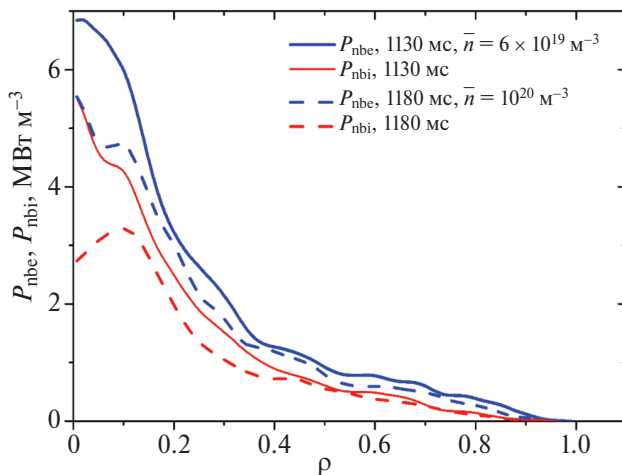


Рис. 5. Радиальные профили мощности пучка, поглощенной электронной и ионной компонентами плазмы, P_{nbe} , P_{nbi} для двух моментов времени при различных значениях плотности, выбранных для сравнения профилей температуры и плотности (см. рис. 1).

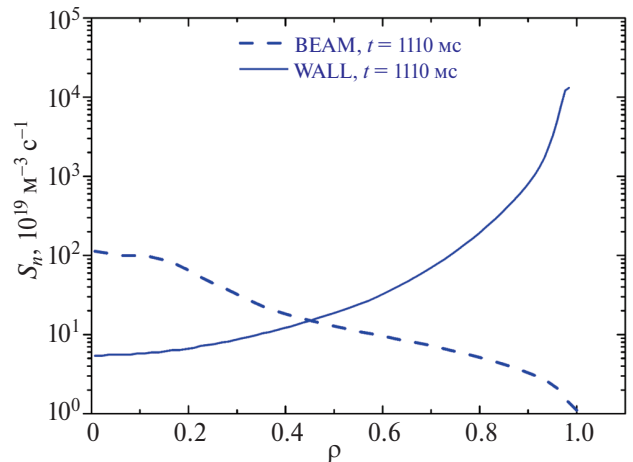


Рис. 6. Источник заряженных частиц за счет стеновых нейтралов (сплошная линия) и нейтрального пучка (пунктирная линия).

тодом томсоновского рассеяния для двух импульсов в Н-мод с омическим нагревом и дополнительным нагревом нейтральным пучком представлено на рис. 7 для двух моментов времени для каждого импульса. Средние плотности плазмы в двух импульсах близки друг к другу в моменты времени, выбранные для сравнения профилей. Рассчитанные профили температуры и плотности электронов согласуются с измеренными значениями со среднеквадратичными отклонениями в пределах экспериментальной точности 10–15%.

Можно заметить, что профили плотности для обоих импульсов в рассматриваемые моменты времени довольно близки, но пьедесталы температуры электронов выше для импульса с дополнительным нагревом.

На рис. 8 представлены результаты моделирования напряжения обхода и запасенной энергии в плазме. Видно, что падение напряжения обхода при L–Н-переходе значительно больше в случае Н-моды с дополнительным нагревом из-за включения тока, генерируемого пучком. Что касается эффективного заряда ионной компоненты плазмы, то предполагалось постепенное увели-

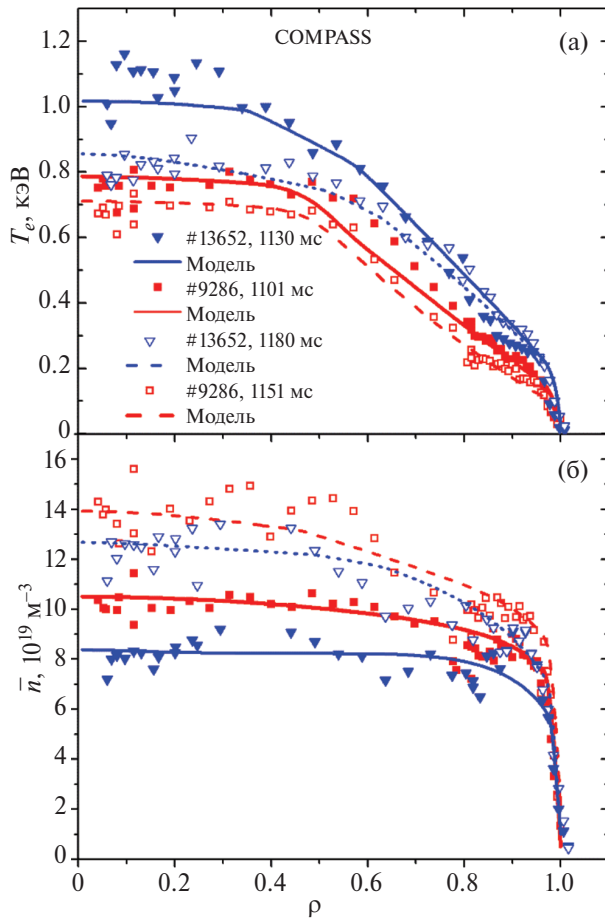


Рис. 7. Сравнение расчетных профилей температуры и плотности электронов плазмы с измерениями методом томсоновского рассеяния в омическом импульсе и в импульсе с дополнительным NBI-нагревом. Сплошные линии относятся к более ранним, а пунктирные — к более поздним моментам времени, отмеченным точечными вертикальными линиями на рис. 1.

чение значений Z_{eff} за время с 1050 до 1800 мс с 1.5 до 4–4.5, которое описывает накопление примесей и увеличение напряжения обхода к концу фазы Н-моды. Таким образом, дополнительный ввод энергии пучка в плазму частично нивелируется снижением омической мощности, что может являться, по крайней мере, одной из причин сходства параметров Н-моды в случаях чисто омического и дополнительного нагрева нейтральным пучком. Однако увеличение запасенной энергии плазмы после L–Н-перехода происходит быстрее в случае пучкового нагрева. Все эти особенности воспроизводятся в ходе моделирования, хотя запасенная энергия несколько завышена на поздних стадиях существования Н-моды. Это означает, что деградация Н-моды из-за накопления приме-

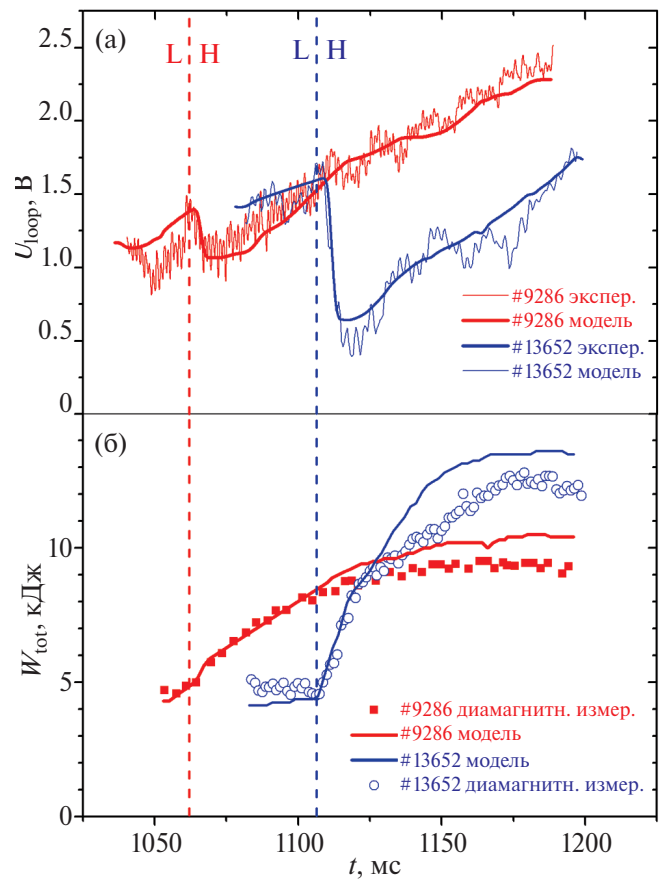


Рис. 8. Сравнение рассчитанных значений напряжения обхода (а) и запасенной плазменной энергии (б) с результатами измерений.

сей в плазме не полностью воспроизведена в моделировании. Вклад быстрых ионов в полную запасенную плазменную энергию в импульсе #13652 находился на уровне 10–20%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно отметить, что весь набор рассматриваемых импульсов: омические L- и Н-моды, и Н-мода с дополнительным нагревом плазмы ионным пучком в токамаке COMPASS, и омическая L-мода на T-10 хорошо описывается с помощью Транспортной модели канонических профилей. Рассчитанные профили плотности и электронной температуры плазмы в COMPASS и T-10 соответствуют измеренным со среднеквадратичными отклонениями в пределах точности эксперимента 10–15%. Коэффициенты в уравнениях потоков для обеих установок оказались одинаковыми (за исключением двух коэффициентов, зависящих от параметров пилообразных колеба-

ний). В плазме токамака COMPASS в режимах с Н-модой при омическом нагреве и при дополнительном нагреве нейтральным пучком, профили плотности с близкой средней плотностью похожи, в то время как пьедестал электронной температуры выше в случае нагрева пучком, и рассчитанные профили проявляют те же особенности.

Мы видим, что модель позволяет описать совершенно различные режимы на двух установках при сохранении большинства внутренних управляющих параметров. Эти результаты открывают перспективы для использования модели в плазме токамаков с различной геометрией, по крайней мере, для быстрых предварительных оценок переноса, в частности, для сферического токамака Глобус М-2 с NBI-нагревом [26] и для токамака Т-15МД, где планируется NBI-нагрев [27–29]. При этом по аспектному отношению ($A = 2.3$) Т-15МД лежит между обычным токамаком Т-10 ($A = 5$) и сферическим токамаком Глобус М-2 ($A = 1.6$), и близок к COMPASS ($A = 2.8$), в то время как по размерам COMPASS находится между Глобус М-2 и Т-15МД. Дальнейшие исследования должны быть направлены на связь канонических профилей плазмы и L–H переходов с эволюцией потенциала плазмы и флуктуациями плотности, как это рассмотрено в [12] для Т-10, а также геодезических акустических мод [30] и собственных альвеновских мод на COMPASS [31, 32].

Работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Моделирование поддержано Российским научным фондом, грант № 23-72-00042.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coppi B. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1980. V. 5. P. 261.
2. Hsu J.Y., Chu M.S. // Phys. Fluids. 1987. V. 30. P. 1221.
3. Кадомцев Б.Б. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 771. Kadomtsev B.B. // Sov. J. Plasma Phys. 1987. V. 13. P. 443.
4. Dnestrovskij Yu.N., Pereverzev G.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1988. V. 30. P. 1417.
5. Dnestrovskij Yu.N., Berezovskij E.L., Lysenko S.E., Pivinskij A.A. and Tarasyan K.N. // Nucl. Fusion. 1991. V. 31. P. 1877.
6. Dnestrovskij Yu.N., Razumova K.A., Donné A.J.H., Hogewij G.M.D., Andreev V.F., Bel'bas I.S., Cherkasov S.V., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Spakman G.W., and Walsh M. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. 953.
7. Melnikov A.V., Eliseev L.G., Pastor I., Herranz J., Hidalgo C., Fujisawa A., Minami T., Razumova K.A., Dnestrovskij Yu.N., Lysenko S.E., Spakman G.W. and Walsh M. Pressure profile shape constancy in L-mode stellarator plasma. Proc. 34th EPS Conference on plasma physics, 2–6 July 2007, Warshaw, ECA. V. 31F. P-2.060. <http://ocs.ciemat.es/EPS2007PAP/pdf/P2.060.pdf>
8. Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V., Pustovitov V.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 015010.
9. Diamond P.H., Itoh S.-I., Itoh K., Hahn T.S. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. R35–R161.
10. Melnikov A.V. // Nature Phys. 2016. V. 12. P. 386.
11. Саранча Г.А., Елисеев Л.Г., Мельников А.В., Хабанов Ф.О., Харчев Н.К. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116. № 2. С. 96–102. Sarancha G.A., Eliseev L.G., Khabanov Ph.O., Kharchev N.K., Melnikov A.V. // JETP Letters. 2022. V. 116. P. 98–104. DOI:10.1134/S0021364022601178.
12. Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Subbotin G.F., Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Maltsev S.G., Gorbunov E.P., Sergeev D.S. et al. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 063014.
13. Andreev V.F., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Dnestrovskij Yu.N., Gorbunov E.P., Kasyanova N.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Myalton T.B., Roy I.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. P. 055008.
14. Melnikov A.V., Vershkov V.A., Eliseev L.G., Grashin S.A., Gudozhnik A.V., Krupnik L.I., Lysenko S.E., Mavrin V.A., Perfilov S.V., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Ufimtsev M.V., Urazbaev A.O., Van Oost G. and Zimeleva L.G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. S87.
15. Seidl J., Krbec J., Hron M., Adamek J., Hidalgo C., Markovic T., Melnikov A.V., Stockel J., Weinzettl V., Aftanas M., Bilkova P., Bogar O., Bohm P., Eliseev L.G., et al. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 126048.
16. Melnikov A.V., Krupnik L.I., Eliseev L.G., Barcala J.M., Bravo A., Chmyga A.A., Deshko G.N., Drabinskij M.A., Hidalgo C., Khabanov P.O., Khrebtov S.M., Kharchev N.K., Komarov A.D., Kozachek A.S., Lopez J., Lysenko S.E., Martin G., Molinero A., de Pablos J.L., Soleto A., Ufimtsev M.V., Zenin V.N., Zhezhera A.I. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 072004.
17. Kim C.B. // J. Plasma Phys. 2020. V. 86. P. 905860315.
18. Белокуров А.А., Абдуллина Г.И., Аскинази Л.Г., Буланин В.В., Жубр Н.А., Корнев В.А., Крикунов С.В.,

- Лебедев С.В., Петров А.В., Разуменко Д.В. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 15. С. 42–46.
- Belokurov A.A., Abdullina G.I., Askinazi L.G., Bulanin V.V., Zhubr N.A., Kornev V.A., Krikunov S.V., Lebedev S.V., Petrov A.V., Razumenko D.V., Tukachinsky A.S., and Yashin A.Yu. // Technical Phys. Lett. 2019. V. 45. P. 783.
19. Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Niskala P., Altukhov A.B., Esipov L.A., Kiviniemi T.P., Kouprienko D.V., Kantor M.Yu., Lashkul S.I., Leerink S. // EPL. 2015. V. 110. P. 55001.
 20. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. ASTRA: Automated System for Transport Analysis in a Tokamak // Preprint IPP 5/98. Garching, Germany, 2002.
 21. NUBEAM NTCC Module Documentation <https://w3.pppl.gov/~pshare/help/nubeam.htm>
 22. Dnestrovskij Yu.N., Connor J.W., Cherkasov S.V., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Roach C.M. and Walsh M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. P. 1477.
 23. Dnestrovskij Yu.N. Self-Organization of Hot Plasmas // Springer International Publishing, Switzerland, 2015. Днестровский Ю.Н. Самоорганизация горячей плазмы. М.: НИЦ “Курчатовский институт”, 2013. 172 с.
 24. Danilov A.V., Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V., Cherkasov S.V., Eliseev L.G., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Subbotin G.F., Vershkov V.A., Havlíček J., Urban J., Stöckel J., Bílková P., Böhm P., Šos M., Hron M., Komm M., Pánek R. et al. Heat and particle transport simulation in COMPASS and T-10 with Canonical Profiles Transport Model // Proc. 45th EPS Conf. on Plasma Physics, 2–6 July 2018, Prague, Czech Republic, ECA. V. 42A. P5.1088. <http://ocs.ciemat.es/EPS2018PAP/pdf/P5.1088.pdf>
 25. Днестровский Ю.Н., Грязневич М.П., Днестровский А.Ю., Коннор Дж.В., Лысенко С.Е., Тарасян К.Н., Черкасов С.В., Уолш М.Дж. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 579–589. Dnestrovskij Yu.N., Gryaznevich M.P., Dnestrovskij A.Yu., Connor J.W., Lysenko S.E., Tarasyan K.N., Cherkasov S.V., and Walsh M.J. // Plasma Phys. Rep. 2000. V. 26. P. 539.
 26. Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Sakharov N.V., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Minaev V.B., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goryainov V. Yu. et al. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 104002.
 27. Касьянова Н.В., Днестровский Ю.Н., Мельников А.В. // Физика плазмы. 2024. Т. 50. С. 283. Kasyanova N.V., Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V. // Plasma Phys. Rep. 2024. V. 50. P. 322. DOI: 10.1134/S1063780X24600208.
 28. Melnikov A.V., Sushkov A.V., Belov A.M., Dnestrovskij Yu.N., Eliseev L.G., Ivanov D.P., Kirneva N.A., Korobov K.V., Krupin V.A., Lysenko S.E., Mukhovatov V.S., Mustafin N.A. et al. // Fusion Eng. Design. 2015. V. 96–97. P. 306. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379615301095>
 29. Леонов В.М. // ВАИТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. № 3. С. 73.
 30. Seidl J., Hron M., Adamek J., Vondracek P., Horacek J., Hidalgo C., Melnikov A., Eliseev L., Markovic T., Stöckel J., Basu D., Hacek P., Havlicek J., Imříšek M., Kovarik K., Weinzettl V., Panek R. and COMPASS Team. Observation of geodesic acoustic mode-like oscillations on COMPASS // Proc. 42th EPS Conference on plasma physics, 22–26 June 2015, Lisbon, ECA, V. 39E. P-4.103. <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P4.103.pdf>
 31. Markovic T., Melnikov A., Seidl J., Eliseev L., Havlicek J., Havranek A., Hron M., Imrisek M., Kovarik K., Mitosinkova K., Mlynar J., Naydenkova D., Panek R., Stokel J., Varju J., Weinzettl V. Alfvén-character oscillations in ohmic plasmas observed on the COMPASS tokamak // Proc. 44th EPS Conference on Plasma Physics, 26–30 June 2017, Belfast, ECA. V. 41F. P-5.140. <http://ocs.ciemat.es/EPS2017PAP/pdf/P5.140.pdf>
 32. Melnikov A.V., Markovic T., Eliseev L.G., Adamek J., Aftanas M., Bilkova P., Boehm P., Gryaznevich M., Imrisek M., Lysenko S.E., Medvedev S.Yu., Panek R., Peterka M., Seidl J., Stefanikova E., Stockel J., Weinzettl V. and the COMPASS team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 065006.

HEAT AND PARTICLE TRANSPORT SIMULATION IN COMPASS AND T-10 TOKAMAKS WITH THE CANONICAL PROFILE TRANSPORT MODEL

A. V. Danilov^{a, *}, Yu. N. Dnestrovskij^a, A. V. Melnikov^{a, b, c}, L. G. Eliseev^a,
S. E. Lysenko^{a, **}, and S. V. Cherkasov^a

^aNational Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182, Russia

^bNational Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409, Russia

^cMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701, Russia

*e-mail: Danilov_AV@nrcki.ru

**e-mail: lysenko_SE@nrcki.ru, nrcki@nrcki.ru

The results of heat and particle transport simulations for ohmic plasma in the T-10 tokamak with a circular limiter and for D-shaped plasma in the COMPASS tokamak with a divertor are presented. In addition, the H-mode with ohmic heating and with additional heating by the neutral beam injection (NBI) in the COMPASS was simulated. The simulations were carried out with the Canonical profile transport model (CPTM) using the ASTRA code. The obtained electron temperature and density profiles agree with the measured ones with standard deviations within the experimental accuracy of 10–15%. The calculations demonstrated very similar density profiles in the H-mode both with the ohmic and with additional NBI heating. The electron temperature profiles in the H-mode with additional heating have higher pedestals than in the ohmic H-mode, that agree with the measurements. The comparison showed that the ohmic regimes in COMPASS and T-10 can be described by the same stiffness coefficients in the heat and particle transport equations.

Keywords: Transport analysis, Canonical profiles transport model, T-10, COMPASS, tokamak