

УДК 533.932

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ВОЛЬФРАМА В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА T-10

И.А. Земцов^{1,2}, В.А. Крупин¹, М.Р. Нурғалиев¹, Л.А. Ключников¹, А.Р. Немец¹, А.Ю. Днестровский¹,
Д.В. Сарычев¹

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работе представлены результаты численного моделирования поведения вольфрама в разрядах с омическим нагревом (ОН) при $Z_{\text{эф}} \approx 1$ на установке T-10 с основным вольфрамовым лимитером и вакуумной камерой, покрытой слоем лития. Показано, что в ОН-разрядах максимумы относительных концентраций ионных состояний вольфрама располагаются в шнура на радиусах своего коронального равновесия. Выполнение условий коронального равновесия на токамаке T-10 делает возможным решение задачи определения суммарной интенсивности излучения по полной концентрации ионов вольфрама. Показано, что моделирование профиля $P_{\text{рад}}(r)$ тяжелой примеси вольфрама не позволяет получить полное совпадение с экспериментальными данными при использовании известных представлений о величине аномального переноса лёгких и средних примесей в плазме T-10. Представлена зависимость профилей излучения вольфрама от различных данных по скоростным коэффициентам возбуждения, ионизации, рекомбинации и от величины аномального транспорта. Сделан вывод о величине и распределении в шнура коэффициента аномальной диффузии тяжелой примеси вольфрама в ОН-разрядах T-10.

Ключевые слова: корональное равновесие, токамак T-10, плазма, вольфрам, аномальный перенос.

MODELLING OF TUNGSTEN BEHAVIOR IN PLASMA OF T-10 TOKAMAK

I.A. Zemtsov^{1,2}, V.A. Krupin¹, M.R. Nurgaliev¹, L.A. Klyuchnikov¹, A.R. Nemets¹, A.Yu. Dnestrovskij¹, D.V. Sarychev¹

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The results of numerical modelling of impurities concentration profiles of tungsten ions for discharges with ohmic heating (OH) on the T-10 tokamak with W-limiter (for $Z_{\text{eff}} \approx 1$) are described. It is shown that in OH-discharges maximum values of relative concentrations for each tungsten ion state are located on their radii of coronal equilibrium. Fulfillment of coronal equilibrium on T-10 tokamak makes it possible to determine full radiation intensity from total concentration of tungsten ions. The results have shown that modelling of $P_{\text{рад}}(r)$ profile for tungsten using currently accepted for T-10 plasma scaling of anomalous transport coefficients of light and moderate impurities doesn't allow to obtain complete alignment with the experimental data. Dependencies of tungsten radiation intensity profiles on different published data on excitation, ionization, recombination rates and anomalous transport coefficients are shown in the paper. The conclusion about value of anomalous diffusion coefficient and its radial distribution for heavy impurity (tungsten) in OH-discharges at T-10 tokamak is made.

Key words: coronal equilibrium, tokamak T-10, plasma, tungsten, anomalous transport.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-2-29-35

ВВЕДЕНИЕ

В осеннюю экспериментальную кампанию 2015 г. на установке T-10 углеродная диафрагма была заменена на вольфрамовый лимитер, в весеннюю кампанию 2016 г. в условиях работы с вольфрамовой диафрагмой впервые проводились исследования переноса вольфрама в ОН-разрядах и его удаления при ЭЦР-нагреве. Интерес к вольфраму как примеси связан прежде всего с перспективами его использования в качестве материала диверторных пластин ИТЭР. В работах [1—3] на других установках отмечена аккумуляция вольфрама в центре плазмы, что с учётом его высокой излучательной способности создаёт серьёзную проблему, связанную с аномальными радиационными потерями на ионах вольфрама из центра шнура.

Для измерения интенсивности излучения плазмы в T-10 используется ряд систем регистрации: AXUV (Absolute eXtreme UltraViolet — абсолютные измерения в дальнем ультрафиолете), болометры, датчики мягкого рентгена

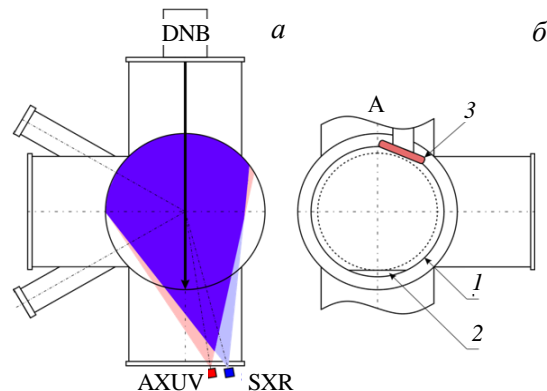


Рис. 1. Схема расположения диагностик SXR, AXUV (а) и болометра (сечение D) и диафрагм (сечение А) (б): 1 — кольцевая вольфрамовая диафрагма; 2 — рельсовая вольфрамовая диафрагма; 3 — выдвижной литиевый лимитер

(SXR). Их расположение представлено на рис. 1. Результаты болометрических измерений являются достаточно надёжными, но сложными в обработке при выделении излучения вольфрама, локализованного в пограничной области шнура, из-за высокой эффективности регистрации болометром интенсивного излучения плазмы. В свою очередь, датчики SXR позволяют исследовать тормозное и рекомбинационное излучение вольфрама. Однако основная интенсивность линейчатого спектра излучения вольфрама приходится на области дальнего ультрафиолета и мягкого рентгена (зоны наиболее интенсивного излучения расположены в областях энергии фотонов ~ 250 эВ и $\sim 2,5$ кэВ), что не всегда попадает в диапазон чувствительности датчиков SXR, используемых на установке Т-10. AXUV-диагностика, основанная на использовании 16-канального коллимированного набора кремниевых детекторов [4], имеет широкую зону спектральной чувствительности и регистрирует фотоны энергией от 50 эВ до 10 кэВ и абсолютно скалибрована в зоне чувствительности. Данные, получаемые с помощью датчиков AXUV, согласуются с результатами измерений, полученных с помощью гребёнки болометров Т-10.

В результате для определения профиля абсолютной интегральной интенсивности излучения вольфрама в настоящей работе использовались данные диагностики AXUV.

ОПИСАНИЕ ВОЛЬФРАМА В ПЛАЗМЕ Т-10

Для исследования процессов переноса вольфрама проведено численное моделирование профилей его излучения. При этом для анализа использован разностный профиль интегрального излучения вольфрама. Он получен в результате вычитания из профилей его излучения в разрядах с увеличенным поступлением вольфрама (с вольфрамовой диафрагмы и дополнительного вольфрамового образца) профилей его излучения с обычным поступлением (с одной только вольфрамовой диафрагмы) [5]. Повторяя в модели абсолютную интенсивность суммарного излучения ионов, по данным экспериментов можно определить скорость поступления вольфрама в разряд. Описание формы (и, в первую очередь, полуширин) профилей $P_{\text{rad}}(r)$ позволяет сделать вывод о характеристиках аномального переноса ионов вольфрама.

Для моделирования поведения вольфрама в условиях токамака Т-10 использовался транспортный код STRANL, написанный на языке Fortran, который позволяет производить расчёты параметров плазмы токамаков заданной геометрии с возможностью учёта до четырёх примесей одновременно.

Основная расчётная формула для определения профиля полного излучения вольфрама P_{rad} , которая была реализована в модели, может быть записана следующим образом:

$$P_{\text{rad}} = n_e L_{\text{W}}^{\text{эф}} \sum_i n_i, \quad (1)$$

где n_e — концентрация электронов; $\sum n_i$ — профиль полной концентрации ионов вольфрама в плазме; $L_{\text{W}}^{\text{эф}}$ — рассчитанный в корональном равновесии интегральный скоростной коэффициент возбуждения вольфрама. Последний определялся теоретически в ряде работ в рамках коронального приближения, выполнение которого зависит от отношения скоростных коэффициентов ионизации [6], рекомбинации (радиационной, диэлектронной [6], перезарядочной) данного иона и транспортных коэффициентов его неоклассической и аномальной диффузии. В приводимых расчётах использовались выражения для коэффициентов аномальной диффузии и скорости аномального пинчевания плазмы, полученные при описании экспериментальных результатов работы [7]:

$$D_{\text{an}}(r) = K_{\text{an}} \frac{I_{\text{p}}^{1.5}}{n_e(r) Z_{\text{эф}}(r)}; \quad (2)$$

$$V_{\text{an}}(r) = D_{\text{an}}(r) \frac{\nabla n_e(r)}{n_e(r)}, \quad (3)$$

где $K_{\text{an}} = 9,2 \cdot 10^{-4}$ — постоянный коэффициент; I_{p} — ток плазмы; $Z_{\text{эф}}$ — эффективный заряд.

В работах [8, 9] показано, что в условиях больших токамаков (JET, ASDEX Upgrade) корональное приближение для ионов вольфрама надёжно выполняется. Однако для установки Т-10 в силу меньших размеров шнура должны наблюдаться более быстрые транспортные процессы, а из-за меньших величин

температуры и плотности электронов — более медленные атомарные процессы, что может явиться причиной нарушения коронального равновесия. Поэтому потребовалось отдельно проверить данное условие соблюдения равновесия для Т-10.

КОРОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Корональным называется баланс ионизации и рекомбинации ионов, возникающий в отсутствие процессов переноса. Рассмотрим источники и стоки, которые определяют концентрацию атомов. Будем считать абсолютную концентрацию атомов N_0 свободным параметром и граничным условием всей задачи. Далее будет показано, что положение профилей концентрации ионов вольфрама в шнуре не зависит от распределения N_0 по сечению шнура, что позволяет задавать этот профиль произвольным.

Запишем ионизационно-рекомбинационный баланс для атомов (рис. 2, а):

$$N_0 S_0 = N_1 R_1 \rightarrow N_1 = N_0 \frac{S_0}{R_1}, \quad (4)$$

где S_i и R_i — скоростные коэффициенты ионизации и рекомбинации i -го ионного состояния. Таким образом, задавая N_0 и скоростные коэффициенты ионизации и рекомбинации, можно определить значения N_1 . Далее рассмотрим любой промежуточный ион, отличный от предельного (ядра) и присутствующий во всех элементах, начиная с гелия. Для водорода и его изотопов корональный баланс описывается уравнением (4).

Запишем ионизационно-рекомбинационный баланс для i -го иона (рис. 2, б) и выразим из этого выражения концентрацию $(i + 1)$ -го иона

$$N_i S_i + N_i R_i = N_{i+1} R_{i+1} + N_{i-1} S_{i-1}. \quad (5)$$

Используем формулу (5) для первого иона ($i = 1$) и подставим туда выражение (4):

$$N_1 S_1 + N_1 R_1 = N_2 R_2 + N_0 S_0,$$

так как $N_0 S_0 = N_1 R_1$, то

$$N_1 S_1 = N_2 R_2 \Rightarrow N_2 = N_1 \frac{S_1}{R_2}. \quad (6)$$

По методу математической индукции очевидно, что концентрацию любого иона можно представить в виде

$$N_{i+1} = N_i \frac{S_i}{R_{i+1}}. \quad (7)$$

Выражение (7) совпадает с выражением (4) при $i = 0$. Таким образом, концентрацию любого ионного состояния можно определить по формуле (7), зная скорости ионизации и рекомбинации и концентрацию предыдущего ионного состояния. Так как в выражении (5) состояние $(i + 1)$ вполне может быть и полностью ионизованным атомом, то формулу можно использовать для всех ионов. Ранее было принято, что пространственный профиль и концентрацию атомов N_0 мы задаём произвольно, а для остальных ионов применима формула (7), которую для удобства перепишем, изменив нумерацию ионов ($(i + 1) \rightarrow i, i \rightarrow (i - 1)$). Тогда итоговая система уравнений выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} N_0(r) = f_0(r); \\ N_i(r) = N_{i-1}(r) \frac{S_{i-1}(r)}{R_i(r)}; \\ i = 1, \dots, n_{\text{elem}}, \end{cases} \quad (8)$$

где n_{elem} — количество электронов в атоме.

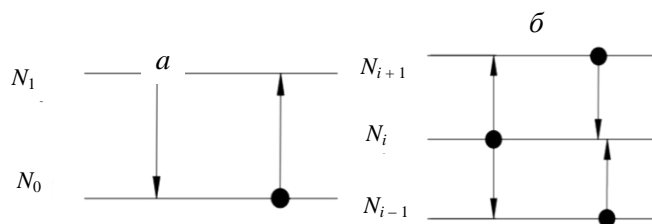


Рис. 2. Процессы, определяющие концентрацию атомов (а) и ионов (б) в корональном балансе

Концентрация N_i линейно зависит от N_{i-1} . Записав зависимость рекуррентно от любого $i < n_{\text{elem}}$ до 0, можно получить, что концентрация N_i линейно зависит от начального условия N_0 и может быть представлена в виде $N_i = N_0 f_i$.

В корональном балансе нас интересует только относительная концентрация ионных состояний, т.е. величина вида

$$n_i = \frac{N_i}{\sum_0^{n_{\text{elem}}} N_i}, \tag{9}$$

где $\sum_0^{n_{\text{elem}}} N_i = N_0 + N_1 + \dots + N_{n_{\text{elem}}} = N_0 + N_0 f_1 + \dots + N_0 f_{n_{\text{elem}}}$, откуда

$$\sum_0^{n_{\text{elem}}} N_i = N_0 \sum_0^{n_{\text{elem}}} f_i. \tag{10}$$

Тогда относительную концентрацию ионных состояний можно представить в виде

$$n_i = \frac{N_i}{\sum_0^{n_{\text{elem}}} N_i} = \frac{N_0 f_i}{N_0 \sum_0^{n_{\text{elem}}} f_i} = \frac{f_i}{\sum_0^{n_{\text{elem}}} f_i}. \tag{11}$$

Таким образом показано, что относительная концентрация ионных состояний n_i в корональном равновесии не зависит от граничного условия N_0 . От него будут зависеть только абсолютные значения концентрации ионов вольфрама.

В коде STRANL реализован расчёт коронального равновесия по системе (8). Результаты расчётов

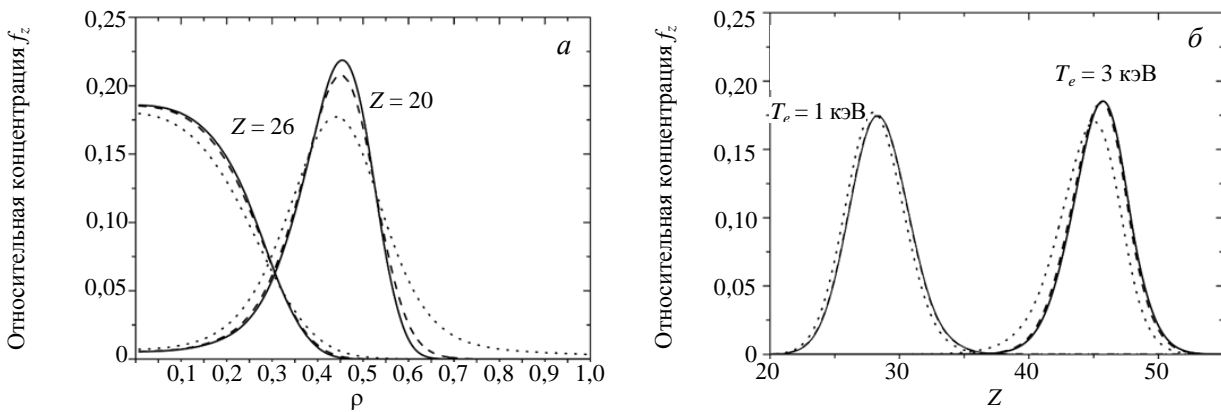


Рис. 3. Профили относительной концентрации ионов с $Z = 20$ и $Z = 26$ (а) и распределение по ионным состояниям (б) в корональной модели с обычным и увеличенным в 6 раз переносом: — — корона; --- — транспорт×1; ··· — транспорт×6 показали, что все ионные состояния вольфрама в условиях ОН- и ECRH-разрядов Т-10 находятся с высокой точностью на радиусах своего коронального равновесия. Профили относительной концентрации для некоторых ионов вольфрама представлены на рис. 3.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

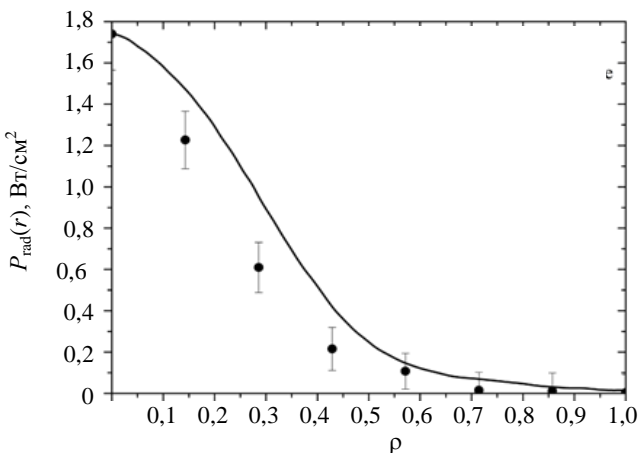


Рис. 4. Сравнение экспериментального (●) и расчётного (—) профилей интегрального излучения вольфрама

Результаты расчётов, представленные на рис. 4, показывают, что расчётный профиль $P_{\text{rad}}(r)$ значительно шире экспериментального, полученного при следующих параметрах разряда: $\bar{n}_e \approx 4,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $I_p = 180 \text{ кА}$, $Z_{\text{эф}} \approx 1$. Это говорит о том, что на данном этапе модель описывает эксперимент недостаточно корректно. Для расчёта использовались скоростные коэффициенты возбуждения, взятые из работы [10], коэффициенты аномального переноса — из [7].

Лучшее описание результатов эксперимента в модели может быть достигнуто с помощью следующих уточнений:

— использование данных о скоростных коэффициентах возбуждения из других источников. Так, из всех расчётных профилей радиационных потерь, получаемых из различных источников, наиболее пикированную форму имеет профиль $P_{\text{rad}}(r)$, построенный по данным работы [10];

— варьирование величин скоростных коэффициентов рекомбинации R_i и ионизации S_i . Так как эти коэффициенты для вольфрама заданы результатами теоретических расчётов, существует несколько расчётных моделей, которые дают величины скоростных коэффициентов, различающиеся на порядок. Уменьшение R_i , как и увеличение S_i , приводит к уменьшению полуширины профиля $\sum n_i$, что при прочих равных условиях даёт более узкий профиль излучения P_{rad} ;

— модификация коэффициентов аномальной диффузии ионов вольфрама, уменьшение которых в центральной области шнура приводит в конечном итоге к значительному сужению профиля P_{rad} .

УТОЧНЕНИЕ МОДЕЛИ

Результаты расчётов показывают, что реализация коронального равновесия в основном обусловлена высоким скоростным коэффициентом диэлектронной рекомбинации ионов вольфрама. Увеличение скоростного коэффициента ионизации так же, как и уменьшение скоростного коэффициента рекомбинации,

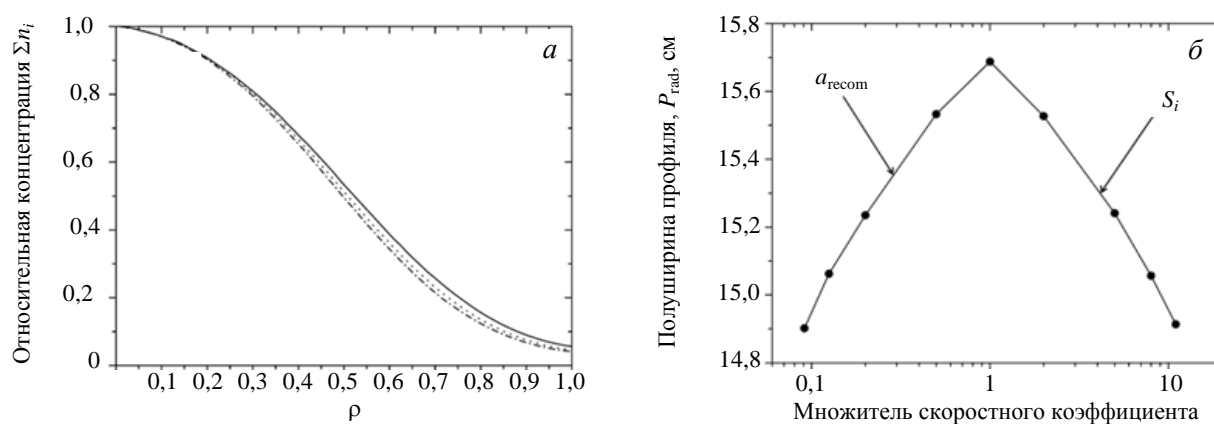


Рис. 5. Сравнение расчётных профилей концентраций вольфрама с различными скоростными коэффициентами ионизации (— — $S_i \times 1$, $a_{\text{recom}} \times 1$; ... — $S_i \times 5$, $a_{\text{recom}} \times 0,2$; - - - - — $S_i \times 11$, $a_{\text{recom}} \times 0,09$) (а) и $\times 0,091$ величин полуширин профилей (б)

приводит к сужению профиля свечения P_{rad} (рис. 5, б). Однако возможные вариации скоростей атомных процессов по различным литературным данным [6, 9, 11] оказываются недостаточными для улучшения описания экспериментального профиля $P_{\text{rad}}(r)$ (рис. 5, а).

Полуширина расчётного профиля $P_{\text{rad}}(r)$ оказалась наиболее чувствительной к величине коэффициентов аномального переноса вольфрама. Уменьшение K_{an} (2) в ~ 20 раз приводит к соответствующему снижению аномального переноса вольфрама, а с ним и к необходимому сужению расчётного профиля излучения, позволяющему описать экспериментальный профиль радиационных потерь (см. рис. 5, а), однако столь резкое отличие значений D_{an} и V_{an} (см. выражения (2) и (3)) для примесей углерода, кислорода, аргона и калия от значений для вольфрама представляется достаточно маловероятным.

В то же время хорошее совпадение расчётного профиля с экспериментальным может быть достигнуто при сохранении абсолютной величины K_{an} , но при введении в D_{an} радиальной зависимости от тока плазмы (рис. 6, б):

$$D_{an}(r) = K_{an} \frac{I_p^{1.5}(r)}{n_e(r)Z_{эф}(r)}. \quad (12)$$

Профиль тока $I_p(r)$ в рассматриваемых разрядах определялся по формуле

$$I_p(r) = 2\pi \int_0^r \sigma(r) \frac{U_{loop}}{2\pi R} r dr, \quad (13)$$

где R — большой радиус тора; U_{loop} — напряжение обхода; $\sigma(r)$ — проводимость плазмы, рассчитанная по формуле Хинтона—Хазелтайна, в которую входят измеряемые в эксперименте на Т-10 значения $T_e(r)$, $Z_{эф}(r)$, B_t и $n_e(r)$.

Подобная модификация коэффициента аномальной диффузии (2) сохраняет величину D_{an} на периферии, но существенно уменьшает D_{an} в центре шнура — в зоне наибольшей локализации ионов вольфрама $\sum n_i$, позволяя тем самым более корректно описать сильно пикированный экспериментальный профиль интенсивности свечения вольфрама в плазме токамака Т-10. Отметим, что использование модифицированного коэффициента $D_{an}(r)$ для описания лёгких и средних примесей практически не изменяет полуширины профилей их концентрации, поскольку полуширины самих профилей лежат в области шнура с $\rho \sim 0,5$, где величины модернизированного коэффициента $D_{an}(r)$ и оцениваемого из (2) практически сравниваются.

ВЫВОДЫ

Показано выполнение условий коронального равновесия для ионов вольфрама в условиях ОН- и ЭЦРН-разрядов Т-10.

Проведено моделирование излучения вольфрама в транспортном коде STRANL со скоростными коэффициентами возбуждения из [10] и коэффициентами аномальной диффузии из [7], которое дало более широкие профили радиационных потерь на ионах вольфрама по сравнению с экспериментом.

Выполнено варьирование атомарных коэффициентов в пределах разброса по литературным данным, которое не позволило существенно улучшить описание экспериментальных данных.

Для более корректного описания излучения вольфрама в модели требуется существенное уменьшение аномального переноса ионов вольфрама в центральной зоне шнура в сравнении со скейлингом, полученным для аргона и калия в [7], что достигается путём модификации данного коэффициента за счёт введения в него пространственной зависимости от тока плазмы.

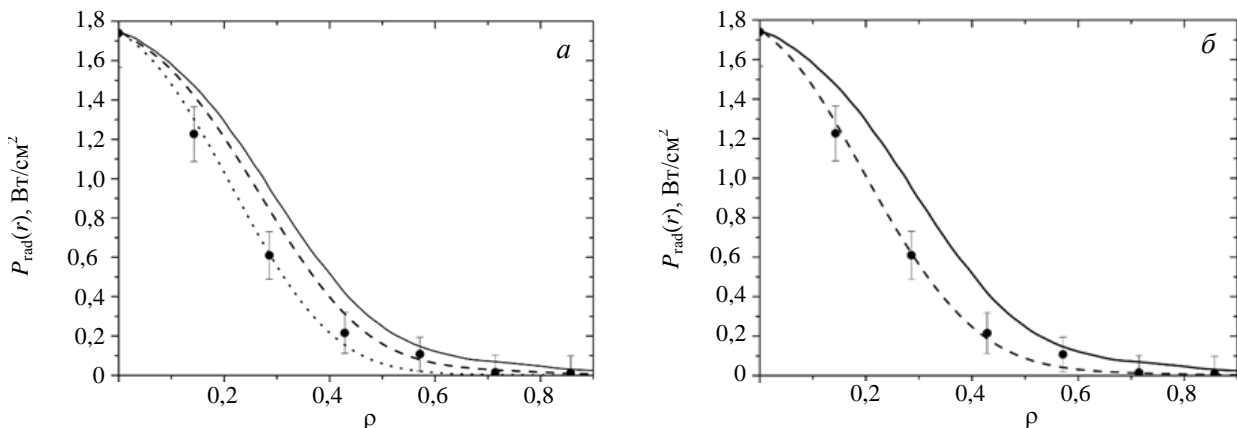


Рис. 6. Сравнение с экспериментальными данными расчётного профиля уточнённой модели с уменьшенным аномальным переносом (● — экспериментальные данные; — — аномальный перенос×1; - - - — аномальный перенос×0,3; ··· — аномальный перенос×0,05) (а) и с введённой радиальной токовой зависимостью (● — экспериментальные данные; - - - — с учётом распределения $I_p(r)$; — — без учёта распределения $I_p(r)$) (б)

Авторы выражают благодарность доктору Ральфу Дюксу за предоставление транспортного кода STRAHL и консультации по его использованию.

Моделирование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-22-00193). Экспериментальные данные получены при поддержке Госкорпорации «Росатом» (контракт № Н.4х.241.9Б.17.1011).

REFERENCES

1. **Angioni C. et al.** — Nucl. Fusion, 2014, vol, 54, p. 083028.
2. **Neu R. et al.** — J. of Nuclear Materials, 2013, vol. 438, pp. S34—S41.
3. **Philipps V. et al.** — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2000, vol. 42, № 12B, pp. B293—B310.
4. **Sarychev D.V. et al.** — In coll.: XXX Zvenigorod conference on plasma physics and CTF, 2003 (in Russian).
5. **Nurgaliev M.P. et al.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2017 (in press) (in Russian).
6. **Asmussen K. et al.** — Nuclear Fusion, 1998, vol. 38, p. 967.
7. **Krupin V. et al.** — In: 12th EPS Conf. on Plasma Physics. Budapest, 1985, pp. 207—210.
8. **Putterich T. et al.** — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2008, vol. 58, p. 27.
9. **Demura et al.** — Atoms, 2015, vol. 3, p. 162.
10. **Post D. et al.** — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, p. 397439.
11. **Lisitsa V.S. et al.** — Contributions to Plasma Physics, 2016, vol. 56, pp. 846 —854.

AUTHORS

Zemtsov I.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; N.E.Bauman MSTU, 2-ya Baumanskaya str. 5, 105005 Moscow, Russia; ivan.zemtcov@gmail.com

Krupin V.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Krupin_VA@nrcki.ru

Nurgaliev M.R. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; maxim.nurgaliev@gmail.com

Klyuchnikov L.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; lklyuchnikov@list.ru

Nemets A.R. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Nemets_AR@nrcki.ru

Dnestrovskij A.Yu. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Dnestrovskiy_AY@nrcki.ru

Sarychev D.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

Received 19 January 2017
 Problems of Atomic Science and Technology
 Ser. Thermonuclear Fusion, 2017, vol.40, issue 2, pp. 29—35.