УДК 533.9:537.534:546.293

ОЦЕНКА ЭФФЕКТОВ МУЛЬТИПЛЕТНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ И ЗАПИРАНИЯ ЛИНЕЙЧАТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ТУШЕНИИ РАЗРЯДА ИНТЕНСИВНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ АРГОНА В ИТЭР

П.А. Сдвиженский¹, А.Б. Кукушкин^{1, 2, 3}, М.Г. Левашова¹, В.Е. Жоголев¹, В.М. Леонов¹,
В.С. Лисица^{1, 2, 3}, С.В. Коновалов¹

¹НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

³Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Московская область, Россия

Одним из условий безопасной работы экспериментального токамака-реактора ИТЭР является возможность смягчения последствий развития неустойчивости срыва при помощи массивной инжекции инертных газов, в частности, аргона и неона. В работе даны результаты оценки эффектов мультиплетности и запираения линейчатого излучения при тушении разряда интенсивной инжекцией аргона в ИТЭР. Учтены тонкая структура уровней и некорональная радиационно-столкновительная кинетика для излучающего возбуждённого состояния. Показано, что непрозрачность на сильных линиях ионов аргона Ar^{+3} и Ar^{+15} , которые могут быть использованы в диагностических целях, не оказывает существенного влияния на полные потери мощности излучения плазмы в рассматриваемом сценарии тушения разряда (базовый режим ИТЭР с током 15 МА, $Q \sim 10$, интенсивная инжекция аргона на квазистационарной стадии разряда на плато тока). Наиболее сильным оказывается эффект мультиплетности расщепления атомных уровней, который для низкоионизованных атомов при низких температурах даёт повышение потерь — порой на фактор ~ 2 — из-за вклада переходов с $\Delta n = 0$, энергия возбуждения которых оказывается ниже, чем в модели усреднения по мультиплетам.

Ключевые слова: массивная инжекция газов, запираение излучения, мультиплетное расщепление атомных уровней, токамак, ИТЭР.

ASSESSMENT OF MULTIPLY SPLITTING AND LINE RADIATION IMPRISONMENT EFFECTS DURING DISCHARGE QUENCHING BY INTENSE ARGON INJECTION IN ITER

P.A. Sdvizhenskii¹, A.B. Kukushkin^{1, 2, 3}, M.G. Levashova¹, V.E. Zhogolev¹, V.M. Leonov¹,
V.S. Lisitsa^{1, 2, 3}, S.V. Konovalov¹

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Nuclear Research University MEPhI, Moscow, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

One of conditions of the experimental tokamak reactor ITER safe operation is the possibility of disruption instability mitigation by massive injection of inert gases, in particular, of argon and neon. Here we present the results of assessment of multiplet splitting and line radiation imprisonment effects during discharge quenching by intense argon injection in ITER. In this paper the fine structure of levels and the non-coronal collisional-radiative kinetics for the radiating excited state are used. For radiation of two argon ions, Ar^{+15} and Ar^{+3} , which have spectral lines of high intensity and could be used for plasma diagnostics, it is shown that optical thickness for the ionic strongest lines has no significant effect on the full radiation power losses of plasma radiation in the considered quenching scenario (massive argon injection in the 15 MA, $Q \sim 10$ basic scenario in ITER, carried out at the quasi-stationary stage of the discharge, flat-top of the current). The most significant effect appears to be the multiplet splitting of atomic levels, which provides the increase of radiative losses, e.g., by a factor of ~ 2 for low ionized atoms at low temperatures, because the resolution of the fine structure of atomic levels for $\Delta n = 0$ transitions leads to contribution of lower excitation energy than that in the model of multiplet-average radiative transitions.

Key words: massive gas injection, radiation imprisonment, multiplet splitting, tokamak, ITER.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-4-5-13

ВВЕДЕНИЕ

Одним из условий безопасной работы экспериментального токамака-реактора ИТЭР является возможность смягчения последствий развития неустойчивости срыва при помощи массивной инжекции инертных газов, в частности, аргона и неона. Излучение примесей на периферии шнура позволит «переизлучить» значительную долю тепловой энергии плазмы и уменьшить поток энергии на диверторные пластины. При проведении в [1] моделирования массивной инжекции газов Ar и Ne в базовом режиме ИТЭР с током 15 МА, $Q \sim 10$ предполагалось, что массивная инжекция газа (МИГ) проводится на квази-

стационарной стадии разряда на плато тока. Для моделирования параметров основной плазмы использовался транспортный код АСТРА [2], который был интегрирован с кодом ZIMPUR [3], описывающим динамику зарядовых состояний, излучение и перенос примесей (описание радиационных потерь проведено в [1] для оптически прозрачной корональной плазмы). Для расчёта потока газа из системы МИГ использовалась феноменологическая модель [4].

В этой статье приведены результаты оценки эффектов записания линейчатого излучения при тушении разряда интенсивной инъекцией аргона в ИТЭР. Такая задача стимулирована результатами [5], где показана важность эффектов непрозрачности плазмы при инъекции газа для смягчения последствий срыва тока в токамаках. В [5] использованы модель «прострельного» выхода линейчатого излучения из плазмы [6, 7] и корональная модель населённостей возбуждённых уровней, усреднённых по мультиплетам. В настоящей работе дополнительно учтены тонкая структура уровней и некорональная радиационно-столкновительная кинетика для излучающего возбуждённого состояния (использованы базы данных NIST [8], OPEN ADAS [9] и ALADDIN [10]).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АРГОНА В ХОДЕ МИГ

Рис. 1. Рассчитанная в рамках транспортной задачи [1] временная динамика характерных параметров разряда с интенсивной инъекцией аргона: - - - — момент теплового срыва TQ

Временная динамика параметров разряда для случая МИГ аргона демонстрируется на рис. 1. Здесь F_{lux} — поток аргона из системы МИГ на поверхность шнура; W_{tot} — энергосодержание плазменного шнура; $V_{\text{эф}}$ — эффективная скорость инжектируемого потока газа; $\langle n_e \rangle$ — средняя плотность плазмы; $\langle T_e \rangle$ и $\langle T_i \rangle$ — средняя по объёму плазмы температура электронов и ионов; $N_{\text{Ar_tot}}$ — полное количество аргона, захваченного в плазме. Время отсчитывается от момента включения импульсного напуска аргона. Газ на поверхность плазменного шнура приходит с некоторой задержкой по времени, равной времени движения газового фронта по пролётной трубе системы МИГ. Далее газ проникает в шнур, и начинаются изменения параметров плазмы. В частности, начинается контрагирование шнура из-за охлаждения его периферии. В момент времени $t \sim 11,1$ мс, указанный на рис. 1 пунктиром, происходит тепловой срыв (thermal quench, TQ), плазма перемешивается, и весь шнур быстро остывает. К моменту теплового срыва в плазме накапливается $\sim 1,5 \cdot 10^{22}$ частиц аргона. После теплового срыва происходит дальнейшее увеличение полного числа атомов и ионов аргона до $\sim 4 \cdot 10^{22}$ частиц. Увеличивается также и средняя электронная плотность плазмы из-за значительного вклада ионизации поступающего аргона. Поэтому максимального влияния эффектов непрозрачности на излучение следует ожидать именно на этой стадии разряда с высокой плотностью и малой температурой. Мы проанализировали потери энергии на излучение от наиболее сильно излучающих ионов на разных стадиях тушения разряда.

На рис. 2 показана временная эволюция зависимостей электронной и ионной температур от нормированного малого радиуса ρ ($\rho = r/a$ в 1D-модели переноса, используемой в коде ASTRA, a — малый радиус плазменного шнура) в течение рассматриваемой части разряда. На рис. 2—5 моменты времени в миллисекундах указаны около кривых. Видно, что на краю плазменного шнура, т.е. вблизи значения нормированного малого радиуса $\rho = 1$, температура составляет всего несколько эВ или даже меньше. На рис. 3 показана временная эволюция радиальных профилей электронной плотности в соответствующие моменты времени.

Рис. 2. Временная эволюция радиальных профилей электронной T_e (—) и ионной T_i (---) температур в ходе МИГ, рассчитанная в рамках транспортной задачи [1], в полулогарифмическом масштабе

Рис. 3. Временная эволюция радиальных профилей электронной плотности в ходе МИГ, рассчитанная в рамках транспортной задачи [1]

На рис. 4 показана временная динамика профиля полной плотности ионов аргона $n_{Ar,i,tot}$ в ходе МИГ. Видна динамика проникновения аргона — от скинированного распределения плотности вблизи границы плазмы на начальной стадии до широкого распределения с значительной плотностью при $0 < \rho < 0,8$ на стадии после теплового срыва. На рис. 5 представлена динамика распределения по радиусу плотности мощности радиационных потерь $P_{рад}$ в ходе МИГ. Видно, что динамика этого распределения в целом повторяет динамику профиля плотности всех ионов аргона, но с тем существенным отличием, что излучение многоэлектронных ионов даёт относительно больший вклад, чем вклад сильно ионизованных атомов, что приводит к усилению скинирования профилей радиационных потерь вблизи границы плазмы на начальной стадии тушения разряда.

Рис. 4. Эволюция радиального профиля полной плотности аргона $n_{Ar,i,tot}$ в ходе МИГ, рассчитанная в рамках транспортной задачи [1]

Рис. 5. Эволюция распределения по радиусу полной мощности радиационных потерь $P_{рад}$ в ходе МИГ, рассчитанная в рамках транспортной задачи [1]

Далее рассматривается излучение ионов аргона Ar^{+15} и Ar^{+3} , которые обладают спектральными линиями с большой светимостью и могут быть использованы для диагностики плазмы, и проводится оценка поправок на непрозрачность излучения этих ионов на двух стадиях МИГ: перед и после теплового срыва. Но сначала кратко опишем общий формализм.

ЭФФЕКТЫ МУЛЬТИПЛЕТНОСТИ РАСЩЕПЛЕНИЯ И ЗАПИРАНИЯ ЛИНЕЙЧАТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Общий формализм. Оценка эффектов непрозрачности может быть сделана с помощью метода «прострельного» выхода линейчатого излучения из плазмы [6, 7] и упрощённой некорональной радиационно-столкновительной модели. Коррекция локальных величин плотности мощности радиационных потерь от испускания излучения на наиболее сильных спектральных линиях может быть найдена для малых и умеренных отклонений от коронального предела $P_{\text{рад}, i}^{\text{коронал}}$:

$$P_{\text{рад}}(\mathbf{r}) = \sum_i P_{\text{рад}, i}^{\text{коронал}}(\mathbf{r}) \left(\frac{\bar{T}(\mathbf{r})}{\beta(\mathbf{r}) + \bar{T}(\mathbf{r})} \right)_i, \quad (1)$$

где $\bar{T}(\mathbf{r})$ — усреднённая по углу вылета фотонов вероятность «прострельного» (т.е. без единого акта поглощения/переизлучения) вылета фотона за пределы объёма системы из точки с координатой $\mathbf{r}$; β — фактор тушения, а именно отношение скорости девозбуждения электронным ударом к скорости спонтанного радиационного распада возбуждённого состояния; суммирование проводится по наиболее сильным излучательным переходам. Величину $\bar{T}(\mathbf{r})$ иногда называют «фактором ускользания», в иностранной литературе — «вероятностью выхода» (escape probability) фотонов. Для неоднородного объёма плазмы V выражение для $\bar{T}(\mathbf{r})$ имеет вид

$$\bar{T}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} d\Omega_{\mathbf{n}} \int_0^\infty d\omega \varepsilon(\omega, \mathbf{r}) \exp \left\{ - \int_0^{r_b(\mathbf{n}, \mathbf{r})} k(\omega, \mathbf{r}' + \mathbf{r}) \mathbf{n} d\mathbf{r}' \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon(\omega, \mathbf{r})$ — нормированный по частоте ω контур линии испускания фотона возбуждённым атомом в точке $\mathbf{r}$, т.е.

$$\int_0^\infty d\omega \varepsilon(\omega, \mathbf{r}) = 1;$$

Рис. 6. Геометрические переменные для описания функции $\bar{T}(\mathbf{r})$

$k(\omega, \mathbf{r})$ — коэффициент поглощения фотона невозбуждёнными атомами в точке $\mathbf{r}$ (обратная длина свободного пробега фотона).

Геометрические переменные для описания функции $\bar{T}(\mathbf{r})$ показаны на рис. 6. Вектор $\mathbf{r}_b(\mathbf{n}, \mathbf{r})$ является координатой точки на поверхности среды, в которой линия, проведённая из точки $\mathbf{r}$ в направлении единичного вектора $\mathbf{n}$, пересекает поверхность среды (среда предполагается выпуклой и односвязной).

Для доплеровского контура спектральной линии имеем

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega, \mathbf{r}) &= \frac{1}{\omega_T(\mathbf{r})} a_{\text{Допплер}} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_T(\mathbf{r})} \right); \\ k(\omega, \mathbf{r}) &= C_{01} n_0(\mathbf{r}) \frac{1}{\omega_T(\mathbf{r})} a_{\text{Допплер}} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_T(\mathbf{r})} \right); \quad C_{01} = \frac{g_1}{g_0} \frac{\pi^2}{\tau} \left(\frac{c}{\omega_0} \right)^2; \\ a_{\text{Допплер}} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_T(\mathbf{r})} \right) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_T(\mathbf{r})} \right)^2 \right]; \quad \omega_T(\mathbf{r}) = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2T_i(\mathbf{r})}{m_i}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где n_0 — плотность невозбуждённых атомов/ионов; ω_T — ширина линии; ω_0 — центральная частота линии; c — скорость света; g_1 и g_0 — статистические веса верхнего и нижнего уровней; τ — радиационное время жизни возбуждённого состояния.

С учётом (3) выражение (2) для $\bar{T}(\mathbf{r})$ принимает вид

$$\bar{T}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} d\Omega_n \int_0^\infty d\omega \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\omega_T(\mathbf{r})} \exp\left\{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_T(\mathbf{r})}\right)^2\right\} \times \\ \times \exp\left\{-C_{01} \int_0^{r_b(\mathbf{n}, \mathbf{r})} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0(\mathbf{r}' + \mathbf{r})}{\omega_T(\mathbf{r}' + \mathbf{r})} \exp\left\{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_T(\mathbf{r}' + \mathbf{r})}\right)^2\right\} \mathbf{n} d\mathbf{r}'\right\}. \quad (4)$$

Парциальные, т.е. только ионов аргона в одном зарядовом состоянии, с зарядом Z , радиационные потери рассчитывались следующим образом:

$$P_{\text{рад}}^{\text{Ar}^{+Z}}(\rho) = n_e(\rho) n_{\text{Ar}^{+Z}}(\rho) L(T_e(\rho)), \quad (5)$$

где L — мощность потерь в расчёте на один ион примеси и один электрон плазмы, $\text{МВт} \cdot \text{м}^3$. В корональном приближении эта величина является функцией только температуры электронов, и её можно выразить через скорость возбуждения электронным ударом $\langle v\sigma_{01} \rangle$:

$$L = \Delta E \langle v\sigma_{01} \rangle B. \quad (6)$$

Здесь ΔE — энергия перехода; B — фактор ветвления, описывающий долю данного радиационного перехода в полной скорости радиационного распада верхнего уровня. Для расчёта $\langle v\sigma_{01} \rangle$ использовались данные из OPEN-ADAS [9].

Фактор тушения β определяется как

$$\beta = n_e \frac{n_0}{n_B} \tau \langle v\sigma_{01} \rangle; \quad n_B = \frac{g_1}{g_0} n_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{T_e}\right), \quad (7)$$

где n_e — плотность электронов; ΔE — энергия перехода; $\langle v\sigma_{01} \rangle$ — скорость возбуждения электронным ударом.

Оптическая толщина Θ характеризует ослабление излучения в среде. Для неоднородного слоя плазмы S на частоте радиационного перехода ω_0 имеем соотношение

$$\Theta = \int_0^S k(\omega_0, x) dx = C_{01} \int_0^S \frac{n_0(x)}{\omega_T(x)} a(0) dx. \quad (8)$$

Оптическая толщина входит в показатель экспоненты в факторе ускользания (2).

Далее перейдём к конкретным результатам для ионов Ar^{+3} и Ar^{+15} .

Излучение иона Ar^{+15} . В этом разделе рассматривается отдельный ион Ar^{+15} , пространственные распределения параметров плазмы сгруппированы по отдельным моментам времени. Приведены также оптическая толщина Θ и радиационные потери $P_{\text{рад}}^{\text{Ar}^{+15}}$ за счёт иона Ar^{+15} . Пространственные профили плотности этого иона на разных стадиях разряда показаны на рис. 7.

Для моментов времени 9,0, 10,01 и 11,06 мс (до теплового срыва) расчёты проводились для перехода $3p \rightarrow 2s$:

Рис. 7. Временная эволюция радиальных профилей плотности ионов Ar^{+15} в ходе МИГ, рассчитанная в рамках транспортной задачи [1]

$$\{1s^23p^1(^2P) \rightarrow 1s^22s^1(^2S)\}; \Delta E = 527,93 \text{ эВ}; g_1 = 9; g_0 = 4; \tau = 1/(1,44 \cdot 10^{12}) \text{ с.} \quad (9)$$

Для моментов времени 11,16, 11,51, 11,91 и 12,31 мс (после теплового срыва) расчёты проделаны для перехода $2p \rightarrow 2s$:

$$\{1s^22p^1(^2P) \rightarrow 1s^22s^1(^2S)\}; \Delta E = 32 \text{ эВ}; g_1 = 3; g_0 = 1; \tau = 1/(1,17 \cdot 10^9) \text{ с.} \quad (10)$$

В оценках непрозрачности плазмы учитывалось доплеровское уширение линий.

На рис. 8 показаны профили парциальных (5) потерь иона Ar^{+15} вместе с профилями остальных параметров плазмы в момент времени 11,91 мс. Оптическая толщина Θ рассчитывалась вдоль хорды, проходящей вдоль большого радиуса, с использованием безразмерной радиальной координаты.

Результаты расчётов, представленные на рис. 8, показывают, что для рассматриваемого нами сценария тушения разряда в ИТЭР путём инжекции аргона эффект непрозрачности плазмы для свечения сильных спектральных линий иона Ar^{+15} , представляющих интерес для диагностики плазмы, является малым.

Рис. 8. Профили параметров плазмы, рассчитанные в рамках транспортной задачи [1], для момента времени $t = 11,91$ мс: —, — — — электронная (T_e) и ионная (T_i) температура соответственно; — — — плотность ионов Ar^{+15} ($n_{\text{Ar}^{+15}}$); ··· — электронная плотность (n_e); — — — полная мощность радиационных потерь ($P_{\text{рад}}$) по данным расчётов кодом ZIMPUR; ··· — парциальная мощность радиационных потерь $P_{\text{рад}}^{\text{Ar}^{+15}}$ на Ar^{+15} . Оптическая толщина Θ для линии (8), рассчитанная вдоль хорды, проходящей вдоль большого радиуса, составляет $\Theta \approx 1,75$

Хотя оптическая толщина плазмы на этих радиационных переходах уже не мала, малость фактора тушения возбуждения позволяет фотонам быстро выйти из плазменного объёма без заметного уменьшения скорости радиационных потерь на аргоне.

Излучение иона Ar^{+3} . На стадии перемешивания в области с электронной температурой $T_e \leq 5$ эВ радиационные потери плазмы на ионе Ar^{+3} являются заметными в значительной части объёма плазмы. На этой стадии проявляется сильное влияние непрозрачности на эволюцию разряда, рассмотренное в работе [5] (см. рис. 12 в [5]). Соответствующие результаты проведённых нами расчётов показаны далее.

Рис. 9. Временная эволюция радиальных профилей плотности ионов Ar^{+3} в ходе МИГ, рассчитанная в рамках транспортной задачи [1]

На рис. 9 показаны пространственные профили плотности этого иона на разных стадиях разряда.

Для иона Ar^{+3} удельная, т.е. на один ион и один плазменный электрон, мощность радиационных потерь в интересующем нас интервале температуры определяется вкладом следующих спектральных линий (указаны электронные конфигурации атомных уровней, длина волны и энергия возбуждения):

$$\{3s^3p^4(^2S) \rightarrow 3s^23p^3(^2P^o)\} (3p \rightarrow 3s); \quad \lambda = 702,867 \text{ Å}, \Delta E = 17,6 \text{ эВ}; \quad (11)$$

$$\{3s^23p^2(^3P)3d(^2D) \rightarrow 3s^23p^3(^2P^o)\} (3d \rightarrow 3p); \quad \lambda = 532,718 \text{ Å}, \Delta E = 23,3 \text{ эВ.} \quad (12)$$

В оценках непрозрачности плазмы учитывалось доплеровское уширение линий.

На рис. 10 и 11 показаны радиальные профили основных параметров плазмы для моментов времени $t = 11,91$ и $12,31$ мс, т.е. уже после теплового срыва. Также показана полная мощность радиационных потерь для ионов Ar^{+3} , обозначенная как $P_{\text{рад}}^{\text{Ar}^{+3}}$, в температурном интервале $10 \text{ эВ} < T_e < 10 \text{ кэВ}$, где пригодна

Рис. 10. Профили параметров плазмы, рассчитанные в рамках транспортной задачи [1], для момента времени $t = 11,91$ мс: —, — — — электронная (T_e) и ионная (T_i) температура соответственно; — — — — плотность ионов Ar^{+3} ($n_{\text{Ar}^{+3}}$); — электронная плотность (n_e); - - - — полная мощность радиационных потерь ($P_{\text{рад}}$) по данным расчётов кодом ZIMPUR. Оптические толщины Θ для линий (11) и (12), рассчитанные вдоль хорды, проходящей вдоль большого радиуса, составляют $\Theta_{532} \approx 13,13$ и $\Theta_{702} \approx 5,54$ соответственно

Рис. 11. То же, что на рис. 10, но для момента времени $t = 12,31$ мс. Оптические толщины Θ для линий (11) и (12), рассчитанные вдоль хорды, проходящей вдоль большого радиуса, составляют $\Theta_{532} \approx 35,7$ и $\Theta_{702} \approx 15,08$ соответственно

корональная радиационно-столкновительная модель. Оптическая толщина Θ рассчитывалась вдоль хорды, проходящей вдоль большого радиуса. Показано также следующее сравнение плотности мощности потерь на излучение: кривая 1 — локальная суммарная интенсивность линий (11) и (12), рассчитанная с учётом точной структуры атомных уровней энергии в соответствующем этой структуре уровней корональном пределе радиационно-столкновительной модели без учёта эффектов непрозрачности; кривая 2 — то же, но по упрощённой радиационно-столкновительной модели с учётом эффектов непрозрачности, описываемых выражением (1); кривая 3 — полное, т.е. суммарное по всем атомным линиям и всем радиационным переходам с участием свободных электронов, излучение иона Ar^{+3} в корональном приближении для приближенной структуры атомных энергетических уровней, используемых в коде ZIMPUR. Видно, что учёт влияния непрозрачности приводит к поправкам на фактор ~ 2 .

Сравнение значений фактора тушения β и фактора ускользания $\bar{T}$ для всех радиационных переходов без изменения главного квантового числа в ионе Ar^{+3} , т.е. для линии, усреднённой по мультиплету, показано на рис. 12. Фактор усколь-

Рис. 12. Радиальные профили фактора тушения β (—), фактора ускользания $\bar{T}$ (.....) в момент времени $t = 12,31$ мс

зания $\bar{T}$ рассчитан по полному алгоритму, включающему усреднение по 486 лучам, выпущенным в разных направлениях из каждой точки на магнитной поверхности (более десятка таких точек на магнитной поверхности), с заданным значением эффективного малого радиуса плазменного шнура. Отметим, что линии (11) и (12) являются наиболее сильными в этом мультиплете. Поскольку величина $\bar{T}$ является вероятностью «прострельного», т.е. без единого акта поглощения/переизлучения, выхода фотона за пределы системы, естественно ожидать, что в силу экспоненциальной функции в (2) при немалой оптической толщине имеем резкий выход на немалые значения $\bar{T}$ на границе системы ($\rho = 1$).

Таким образом, относительно низкие значения параметра тушения β приводят к незначительному вкладу непрозрачности в плотность мощности потерь на излучение на рассмотренном ионе аргона (см. рис. 10, 11). Действительно, даже при небольшом факторе ускользания фотоны всё равно выходят из плазмы, поскольку процесс девозбуждения ионов при столкновениях с электронами слабее процесса радиационного распада (см. формулу (1)).

Хотя оптическая толщина рассчитывалась по проходящей вдоль большого радиуса хорде, которая представляет собой минимальный путь света по плазме, малость фактора тушения нивелирует вклад в непрозрачность от увеличения оптической толщины, возможного при рассмотрении иных хорд.

ВЫВОДЫ

Расчёт радиационных потерь с учётом двух эффектов, а именно запираания излучения и некорональной радиационно-столкновительной модели при усреднении структуры возбуждённых уровней по мультиплетам, даёт верхнюю границу для учёта влияния эффектов непрозрачности при тушении разряда с использованием МИГ примеси. В частности, результаты показывают, что непрозрачность на сильных линиях ионов аргона Ar^{+3} и Ar^{+15} , которые могут быть использованы в диагностических целях, не оказывает существенного влияния на полные потери мощности излучения плазмы в сценарии тушения разряда, смоделированном в [1]. Однако для сравнения с [5] необходим более детальный анализ.

Наиболее сильным оказывается эффект мультиплетности, который для низкоионизованных атомов при низких температурах даёт повышение потерь — порой на фактор ~ 2 — из-за вклада переходов с $\Delta n = 0$, энергия возбуждения которых оказывается ниже, чем в модели усреднения по мультиплетам.

REFERENCES

1. **Leonov V.M., Konovalov S.V., Zhogolev V.E.** — In: 27th IEEE Symposium on Fusion Engineering (SOFE 2017). Shanghai, China, 2017, W.POS.026.
2. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** — Preprint IPP 5/98, 2002, Garching, Germany.
3. **Leonov V.M., Zhogolev V.E.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2005, vol. 47, p. 903.
4. **Zhogolev V.E.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2012, vol. 38, issue 10, p. 855. (in Russian).
5. **Lukash V.E., Mineev A.B., Morozov D.Kh.** — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, pp. 1476—1484.
6. **Kogan V.I.** Confinement of radiation in plasma. — In book: Encyclopedia of low-temperature plasma. Ed. by Fortov V.E. — M.: Nauka (Science), 2000, Introductory volume 1, p. 481. (in Russian).
7. **Abramov V.A., Kogan V.I., Lisitsa V.S.** — Voprosy teorii plazmy (Problems of Plasma Theory). Ed. by Leontovich M.A. and Kadomtsev B.B. — M.: Energoatomizdat, issue 12, 1982. 114 p. (in Russian).
8. **NIST Atomic Spectra Database Lines Form**; http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.
9. **OPEN-ADAS** (Atomic Data and Analysis Structure); <http://open.adas.ac.uk/>.
10. **ALADDIN** Numerical Database Maintained by IAEA Atomic and Molecular Data Unit; <https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/>.

AUTHORS

Sdvizhenskii P.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Sdvizhenskii_PA@nrcki.ru

Kukushkin A.B. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia; Kukushkin_AB@nrcki.ru

Levashova M.G. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Levashova_MG@nrcki.ru

Zhogolev V.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Zhogolev_VE@nrcki.ru

Leonov V.M. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Leonov_VM@nrcki.ru

Lisitsa V.S. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia; Lisitsa_VS@nrcki.ru

Konovalov S.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Konovalov_SV@nrcki.ru

Received 11 September 2018

Revised 16 September 2018

Accepted 27 September 2018

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2018, vol. 41, issue 4, pp. 5—13