

УДК 533.9.01

АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАРЯДОВОЙ КИНЕТИКИ ГЕЛИЯ В НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА В LHD

Н.Н. Нагель¹, В.С. Лисица^{1,2,3}, В.А. Шурыгин¹¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия³МФТИ (НИУ), Долгопрудный, Россия

Предлагаемый анализ нестационарной кинетики гелия основан на данных и выводах спектроскопического исследования поведения гелия в стеллараторе LHD, в частности, на том, что в начальной фазе плазменного разряда определяющими поведение примеси оказываются атомные ионизационно-рекомбинационные (ИР) процессы, а не перенос частиц. По временной эволюции отношения эмиссии спектральных линий HeI (447,1 нм) и HeII (468,6 нм) вычислены ход во времени и величины скоростей рекомбинации ионов гелия, а также временная эволюция распределения по зарядовым состояниям, сопровождающая три последовательные стадии начала разряда: включения ЭЦР-нагрева, газонапуска гелия и включения нагрева нейтральными пучками. Обнаружено, что существенный вклад в рекомбинацию дают процессы перезарядки на большом количестве нейтрального водорода, в частности, на возбуждённых состояниях. Из-за больших величин ИР-скоростей гелия время релаксации его зарядовых распределений к квазистационарным распределениям оказывается менее 0,2 мс, что позволяет упростить детальный анализ зарядовой кинетики гелия в LHD и проводить его далее в рамках квазистационарной задачи.

Ключевые слова: спектроскопия плазмы, гелий, ионизация, рекомбинация, стелларатор, начальная фаза разряда, зарядовая кинетика, релаксация.

ANALYSIS OF UNSTEADY CHARGE STATE KINETICS OF HELIUM IN THE STARTUP PHASE OF PLASMA DISCHARGE IN LHD

N.N. Nagel¹, V.S. Lisitsa^{1,2,3}, V.A. Shurygin¹¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia³Moscow Institute of Physics and Technology (NRU), Dolgoprudny, Russia

The proposed analysis of unsteady helium charge state kinetics is based on the data and conclusions of the spectroscopic study of helium behavior in the LHD stellarator, in particular, on the fact that in the initial phase of the plasma discharge atomic ionization-recombination (IR) processes, rather than particle transport, determine the impurity behavior. The time evolution of the emission ratio of the HeI (447.1 nm) and HeII (468.6 nm) spectral lines was used to calculate the time course and values of the helium ion recombination rates, as well as the time evolution of the charge-state distribution accompanying three consecutive stages of the discharge onset: starting of ECR heating, helium gas puffing, and onset of heating by neutral beams. It is found that a significant contribution to recombination is made by the charge-exchange processes on a large amount of neutral hydrogen, in particular, on excited states. Because of large values of the IR rates of helium, the relaxation time of its charge state distributions to quasi-stationary distributions appears to be less than 0.2 ms, which allows us to simplify the detailed analysis of the charge state kinetics of helium in LHD and to carry it out further in the framework of the quasi-stationary problem.

Key words: plasma spectroscopy, helium, ionization, recombination, stellarator, discharge startup phase, charge state kinetics, relaxation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-60-67

ВВЕДЕНИЕ

Проблемы спектроскопического исследования переходных фаз (начальной и конечной) плазменного разряда в удерживающем магнитном поле стелларатора LHD связаны с нестационарным поведением примеси гелия: с определением ионизационно-рекомбинационных (ИР) потоков, наблюдениями и расчётами эмиссии высокоинтенсивных линий, временной эволюции плотностей водорода и гелия как основных компонент плазмы, так и её параметров [1].

Наиболее интригующим и важным результатом этих исследований на LHD стал вывод о том, что переходные процессы, наблюдаемые по эмиссии линий гелия и водорода и связанные с изменениями во времени электронной плотности n_e и температуры T_e -плазмы, определяются атомными ИР-процессами, а не процессами переноса частиц. Этот вывод был основан на последовательном вычислении временной

эволюции основных частей электронной компоненты, формирующихся в начальной фазе в результате ионизации нейтрального водорода H^0 и двух зарядовых состояний (ЗС) гелия He^0 и He^+ — на соответствии их суммы интерферометрическим измерениям плотности (в обозначениях работы [1]):

$$n_e(t) \approx n_e[H^0](t) + n_e[He^0](t) + n_e[He^+](t), \quad (1)$$

где правая часть рассматривается как прямое следствие того, что интенсивность эмиссии линий гелия прямо пропорциональна ионизационному потоку, т.е. скорости образования электронов в ИР-процессах.

Обнаруженное соотношение ИР-процессов и переноса частиц находится в замечательном согласии с выводами теории переноса зарядовых состояний примесей [2] и исследований формирования равновесных профилей плотности примесей в квазистационарной плазме токамаков и стеллараторов [3, 4]. Квазиравновесное распределение примеси в плазме формируется в результате того, что перенос частиц подстраивается к общему зарядово-радиальному равновесию и соответствующему распределению плотности, определяемому отношением скоростей ИР-процессов, сохраняя при этом статистическую независимость в рамках единого процесса переноса ЗС-примеси. Отсюда, в частности, получаются характерные времена формирования зарядово-радиального распределения плотности примесей, где ведущими процессами формирования профилей плотности оказываются атомные ИР-процессы. Так, время релаксации τ_R определяется постоянной равновесия λ , т.е. $\tau_R = \lambda^{-1} = (\bar{S} + \bar{R})^{-1}$, где $\bar{S}$ и $\bar{R}$ — скорости ИР-процессов, средние по зарядово-радиальному пространству ЗС — по всей области формирующегося равновесия.

В рассматриваемых экспериментах LHD можно считать, что центральные области формирующегося равновесия плазмы с наибольшими плотностями оказываются также и областями эмиссии наблюдаемых линий, усредняемых вдоль линии наблюдения [1]. Поэтому рассматриваемая кинетическая модель использует данные о параметрах плазмы, усреднённых вдоль линии наблюдения. Интенсивность наблюдаемых линий формируется и усредняется в центральной области плазменного шнура, где изменения плазменных параметров достаточно малы. Точность такого подхода детально обсуждена в работе [1] на основе сравнения спектроскопических и интерферометрических данных на установке LHD.

Особенность релаксации гелия состоит как раз в том, что уже в начальной фазе разряда при низких температурах и плотностях плазмы величины $\bar{S}$ и $\bar{R}$ оказываются такими, что нестационарный перенос переходит в квазистационарный процесс, т.е. успевает подстраиваться под нестационарные процессы переходной фазы.

Последовательный анализ этих масштабов зарядовой кинетики, предлагаемый в данной работе, дополняет выводы исследования баланса электронной компоненты (1), сделанные в экспериментах на LHD, и вместе с ними иллюстрирует имеющиеся представления о роли ИР-процессов в переносе примесей [2, 3].

МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАРЯДОВОЙ КИНЕТИКИ

Нерешённой проблемой исследований на LHD и анализа переходных нестационарных ИР-процессов остаются задачи нестационарной зарядовой кинетики компонент плазмы, в частности, неопределённости ИР-процессов, скоростей рекомбинации и зарядового распределения гелия. Если эволюция во времени скоростей ионизации определяется электронной температурой и плотностью, то в случае со скоростями рекомбинации ситуация заметно усложняется. Действительно, скорости процессов рекомбинации, таких как фото- и диэлектронной рекомбинации, известны, в основном, из тех или иных теоретических представлений [5]. Но кроме того, в рассматриваемых условиях существенную роль может играть перезарядка ионов гелия на нейтральном водороде H^0 (перезарядочная рекомбинация) как следствие относительно большого количества компоненты H^0 в начальной фазе. Важным и неопределённым фактором оказывается вклад перезарядки ионов гелия на возбуждённых состояниях нейтрального водорода [6].

Анализ спектроскопических наблюдений временной эволюции интенсивностей линий гелия и водорода в начальной фазе разряда в плазме LHD, предлагаемый в данной работе, позволяет найти величины скоростей рекомбинации и их изменения во времени. Используемая модель основывается на решении

системы уравнений нестационарной зарядовой кинетики для функции распределения примеси по зарядовым состояниям, использующем данные наблюдений интенсивностей линий, и на измерениях эволюции во времени основных параметров плазмы.

Данные для анализа начала разряда LHD в необходимом объёме представлены внутри временного интервала 0,15—0,4 с, где происходят последовательные включения нескольких систем LHD: в момент 0,15 с — электрон-циклотронного нагрева (ECH); в момент 0,2 с — газонапуска гелия (He gas puff); в момент 0,3 с стартует инжекция пучков нейтральных атомов (NBI). Переходные фазы и особенности этих включений представлены не только в измерениях $T_e(t)$ и $n_e(t)$, показанных на рис. 1, а, б, но и во временной эволюции эмиссии линий гелия.

На рис. 1, в показаны временные эволюции интенсивностей линий HeI ($\lambda = 447,1$ нм, $2^3P \rightarrow 4^3D$) и HeII ($\lambda = 468,6$ нм, $n = 3 \rightarrow 4$), и на рис. 1, г — отношение их интенсивностей $LR(t)$ (line ratio), вычисленное с учётом зависимости населённостей от $T_e(t)$ и $n_e(t)$, и по формуле

$$LR(t) = \frac{f_1^{\text{He}}(t)}{f_0^{\text{He}}(t)} = \frac{I_{\text{He}^+}(t) \text{PEC}_{\text{He}^0}(t)}{I_{\text{He}^0}(t) \text{PEC}_{\text{He}^+}(t)}, \quad (2)$$

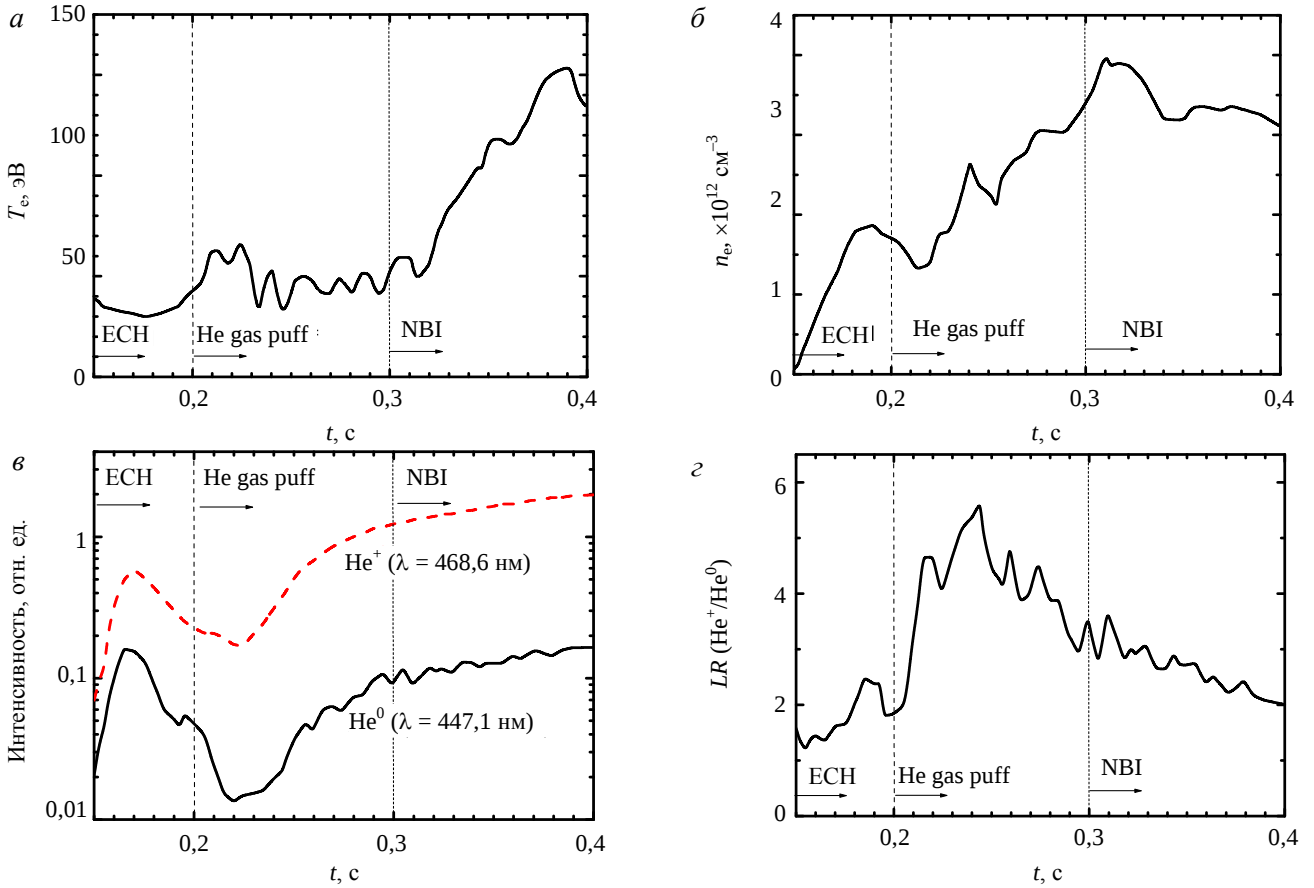


Рис. 1. Электронная температура (а) и плотность (б) плазмы в начале разряда в LHD, интенсивности наблюдаемых линий гелия (в) и их отношение (г), вычисленное по формуле (2)

где $f_0^{\text{He}} = n_0^{\text{He}}/n_{\text{He}}$ и $f_1^{\text{He}} = n_1^{\text{He}}/n_{\text{He}}$ — относительная концентрация нейтральных и водородоподобных атомов гелия; PEC_{He^0} и PEC_{He^+} — фотоэмиссионные коэффициенты для рассматриваемых линий гелия, учитывающие населённости излучающих состояний, рассчитанные в ADAS [7]. Таким образом, правая часть формулы (2) получается из измерений эмиссии линий гелия с учётом данных ADAS.

В нестационарном случае выражение (2) можно рассматривать как трансцендентное уравнение относительно скорости рекомбинации водородоподобного иона гелия $R_{\text{He}^+}(t)$. Так, например, в упрощён-

ном квазистационарном случае выражения (2) получается, что $f_1^{\text{He}}/f_0^{\text{He}} \approx S_{\text{He}^0}/R_{\text{He}^+}$. Скорости ионизации нейтрального и водородоподобного ионов $S_{\text{He}^0}(t)$ и $S_{\text{He}^+}(t)$ соответственно вычисляются также по данным ADAS и измерениям $T_e(t)$ и $n_e(t)$, показанным на рис. 1, а, б.

Расчёты скоростей ионизации и рекомбинации ионов гелия через перезарядку на нейтральном водороде, фото- и диэлектронная рекомбинация, использованные для оценок и расчётов, показаны на рис. 2 и получены на основе стандартных формул [5, 8].

Среди процессов рекомбинации наиболее существенным следует признать перезарядочную рекомбинацию гелия на нейтральном водороде, так как его количество относительно электронной плотности оказывается довольно высоким: $\xi_n(t) = n_n(t)/n_e(t) \approx 0,1\text{—}0,01$. Скорость перезарядочной рекомбинации ядер есть

$$R_{\text{He}^{2+}}(t) = n_e(t)\xi_n(t)\langle\sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^{2+}}v_i\rangle, \quad (3)$$

где $\xi_n(t) = n_n(t)/n_e(t)$ — относительная концентрация нейтрального водорода; $\sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^{2+}}$ — сечение перезарядки ядер гелия на водороде H^0 , которое может включать также вклад возбуждённых состояний; v_i — относительная скорость перезаряжающихся частиц. Для ионов He^+ необходимо учитывать также вклад диэлектронной рекомбинации, и тогда

$$R_{\text{He}^+}(t) = R_{\text{DR}}(t) + n_e(t)\xi_n(t)\langle\sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^+}v_i\rangle. \quad (4)$$

В том случае, когда перезарядочная рекомбинация доминирует над диэлектронной, получаем оценку отношения скоростей рекомбинации сверху $\gamma(t) = R_{\text{He}^{2+}}(t)/R_{\text{He}^+}(t) \approx \sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^{2+}}/\sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^+} \approx 2$. Оценки процессов рекомбинации в условиях рассматриваемого эксперимента и с учётом выражений (3) и (4) позволяют в решении уравнения (2) использовать отношение $\gamma(t) = R_{\text{He}^{2+}}(t)/R_{\text{He}^+}(t) \approx 0,2\text{—}2,0$, временной ход которого есть вычисляемая функция параметров плазмы $T_e(t)$ и $n_e(t)$.

Из формул (3) и (4) следует, что основными факторами неопределённости расчёта скоростей рекомбинации являются, во-первых, количество нейтрального водорода $\xi_n(t)$. Для оценок эта величина в начальной фазе считалась равной $\xi_n(t) \approx 10^{-2}$. Во-вторых, величина ионной температуры (или v_i). Наконец, как отмечено, это также изменение сечений перезарядки из-за неопределённой населённости возбуждённых состояний нейтрального водорода.

В последнем случае формулы для сечений и скоростей перезарядочной рекомбинации должны представлять перезарядку из возбуждённых состояний n водорода с учётом скейлинга n^4 . Такой скейлинг использовался в соответствии с моделями перезарядки, рассмотренными в работе [6], а также в монографии [8]. Так, для уровней порядка $n = 10$ вклады возбуждённых состояний оказываются сравнимыми с перезарядкой из первых возбуждённых состояний. Для рассматриваемых условий вклад перезарядочной рекомбинации оказывается определяющим, а для ядер гелия он является основным процессом, так как для них диэлектронной рекомбинации нет.

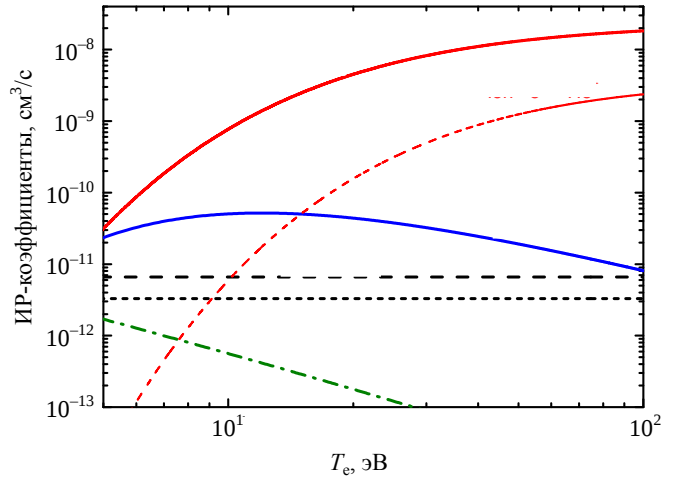


Рис. 2. Коэффициенты скоростей процессов ионизации и рекомбинации: $\langle\sigma_{\text{ion}}v_e\rangle_{\text{He}^0}$ (—) — ионизации He^0 ; $\langle\sigma_{\text{ion}}v_e\rangle_{\text{He}^+}$ (---) — ионизации ионов He^+ ; DR_{He^+} (—) — диэлектронной рекомбинации ионов He^+ ; $\text{CX}_{\text{He}^{2+}}$ (---) и CX_{He^+} (— · —) — перезарядки на нейтральном водороде ионов He^+ и He^{2+} соответственно; $\text{Photores}(\text{He}^{2+})$ — фоторекомбинации ионов He^{2+} (— · —)

Для расчёта отношения $f_1^{\text{He}}(t)/f_0^{\text{He}}(t)$, входящего в уравнение (2), т.е. для нахождения функции распределения гелия по зарядовым состояниям $\mathbf{f}_{\text{He}} = \{f_0^{\text{He}}, f_1^{\text{He}}, f_2^{\text{He}}\}$ необходимо решать систему нестационарных уравнений зарядовой кинетики [8]

$$\frac{\partial \mathbf{f}_{\text{He}}(t)}{\partial t} = \mathbf{K}(t) \mathbf{f}_{\text{He}}(t), \quad (5)$$

где $\mathbf{K}$ — трёхдиагональная вещественная вырожденная якобиева матрица из скоростей ИР-процессов, представляющая ИР-процессы в зарядовом пространстве. Решение уравнения (5) можно представить следующим образом. Время наблюдения эмиссии линий гелия можно разбить на достаточно малые временные интервалы Δt_n — такие, в пределах которых можно было бы считать скорости ИР-процессов практически постоянными и изменяющимися скачком между интервалами. Тогда для каждого такого интервала решение матричного уравнения (5) имеет вид рекуррентного соотношения

$$\mathbf{f}(t + \Delta t_n) = \mathbf{U}_n^{-1} \exp(-\mathbf{\Lambda}_n \Delta t_n) \mathbf{U}_n \mathbf{f}(t), \quad (6)$$

где использовано спектральное разложение матрицы $\mathbf{K} = \mathbf{U}_n^{-1} \mathbf{\Lambda}_n \mathbf{U}_n$, в котором $\mathbf{U}_n^{-1}$ и $\mathbf{U}_n$ — матрицы собственных векторов; $\mathbf{\Lambda}_n$ — матрицы собственных значений, отвечающих временному интервалу Δt_n [9]. Тогда решение для произвольного момента времени наблюдения эмиссии можно записать в виде

$$\mathbf{f}(t_N) = \prod_{n=1}^N \mathbf{H}_n(\Delta t_n) \mathbf{f}(0), \quad (7)$$

где $\mathbf{H}_n(\Delta t_n) = \mathbf{U}_n^{-1} \exp(-\mathbf{\Lambda}_n \Delta t_n) \mathbf{U}_n$; $\mathbf{f}(0)$ — начальное распределение, которое практически не влияет на ход решения во времени в силу того, что зарядовая кинетика примеси является процессом, непрерывно сходящимся — релаксирующим к некоторому инвариантному пределу — стационарному или квазистационарному распределению, тогда как предыдущие состояния системы довольно быстро (за время релаксации) забываются.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 показаны основные результаты расчётов по формулам (2)—(7).

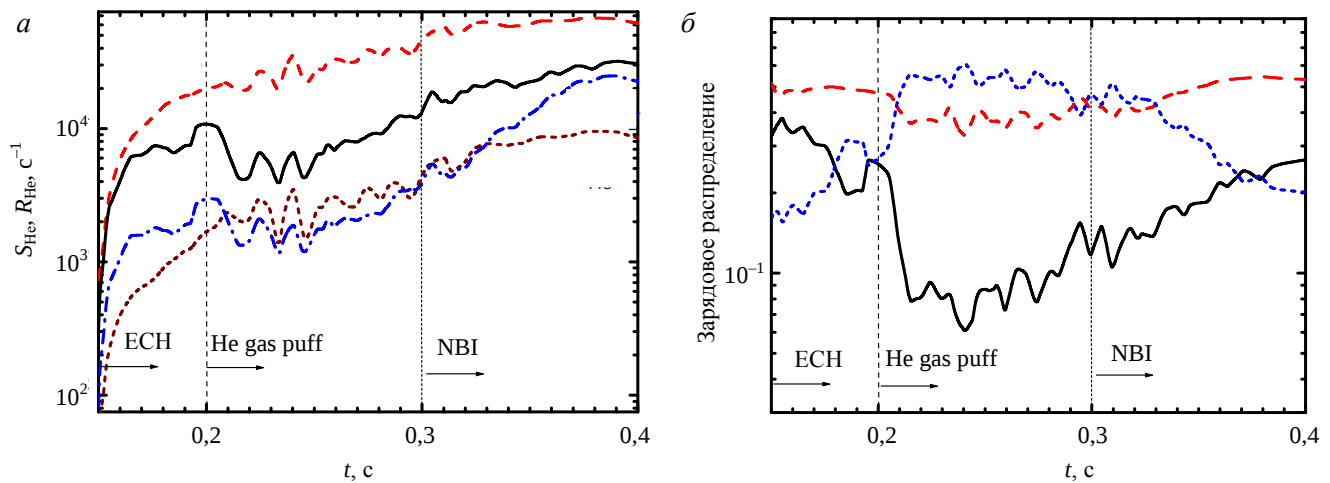


Рис. 3. Скорости и зарядовые распределения гелия, вычисленные по формулам (2)—(7): вычисленные ИР-скорости гелия, обеспечивающие расчёт $LR(t)$, по формуле 2 (см. рис. 1, ε), S_{He^0} — --- , R_{He^0} — --- , S_{He^+} — --- , R_{He^+} — --- (a); временная эволюция распределения гелия по ЗС, He^{2+} — --- , He^+ — --- , He^0 — --- (б)

Все три фазы включения систем нагрева и газонапуска в LHD чётко прослеживаются на временной эволюции зарядового распределения и ИР-скоростей гелия. В частности, в начале включения ЕСН-нагрева приводит к росту f_2^{He} количества He^{2+} и падению f_0^{He} количества нейтрального гелия He^0 . Включение вместе с нагревом газонапуска приводит к ещё более заметному сдвигу зарядового равновесия и росту среднего заряда, а также к появлению колебаний, которые также видны в переходной фазе (около 50 мс) на кривых $T_e(t)$, $R_{\text{He}^+}(t)$ и $S_{\text{He}^+}(t)$. Подключение нагрева пучками NBI заметно на $T_e(t)$, но практически не отражается на отношении интенсивностей линий (см. рис. 1, з). В этой стадии разряда, несмотря на заметный рост $T_e(t) > 60\text{—}70$ эВ (см. рис. 1, а), скорости ионизации гелия увеличиваются довольно медленно, как это и следует из зависимостей скоростей ионизации от температуры, выходящих на пологий участок. Но скорости перезарядочной рекомбинации $R_{\text{He}^{2+}}$, наоборот, продолжают быстро расти как следствие инъекции нейтральных пучков. Так как скорости рекомбинации, отвечающие изменениям $LR(t)$, растут быстрее, чем растут скорости ионизации (см. рис. 3, а), то такое соотношение ИР-скоростей приводит к противоположному сдвигу зарядового равновесия.

Изменения зарядового распределения можно обнаружить на временном ходе среднего заряда гелия $\langle z \rangle(t)$. На рис. 4 показан расчёт $\langle z \rangle(t)$ по формуле

$$\langle z \rangle(t) = \sum_{k=0}^Z k f_k^{\text{He}}(t) = f_1^{\text{He}}(t) + 2 f_2^{\text{He}}(t). \quad (8)$$

Для рассматриваемого диапазона температуры плазмы скорости ионизации гелия более чем на два порядка выше, чем скорости ионизации других лёгких примесей. Поэтому особенность анализируемой зарядовой кинетики гелия состоит в том, что формирующееся зарядовое распределение непрерывно и довольно быстро релаксирует к меняющемуся в соответствии с изменением параметров плазмы равновесию, которое, в свою очередь, определяется изменяющимися отношениями скоростей ионизации и рекомбинации [2—4]. Постоянная зарядово-радиального равновесия примеси λ определяется суммой средних ИР-скоростей. Тогда время релаксации изменений как зарядового распределения, так и распределения плотности гелия к равновесию оказывается коротким и находится по формуле

$$\tau_R(t) = \lambda^{-1} = [\bar{S}(t) + \bar{R}(t)]^{-1}.$$

На рис. 5 показаны расчёты времени релаксации распределений гелия $\tau_R(t)$. Из этих расчётов следует, что зарядовое распределение гелия изменяется очень быстро и успевает трансформироваться вслед за наблюдаемыми изменениями во времени параметров плазмы, измеренных эмиссий линий и их отношения. Характерное время таких изменений в эксперименте можно оценить как $\tau_{\text{exp}} \sim 5\text{—}10$ мс. Временной интервал, в течение которого ИР-скорости считались постоянными и рассчитывались изменения зарядового распределения по формулам (5)—(7), составлял

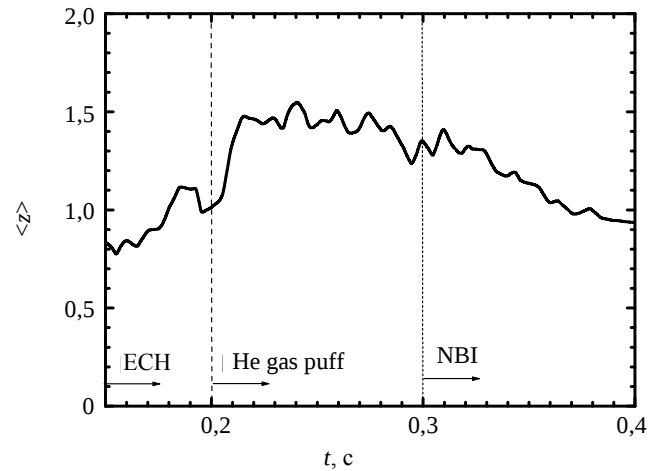


Рис. 4. Временная эволюция среднего заряда гелия в начальной фазе разряда LHD

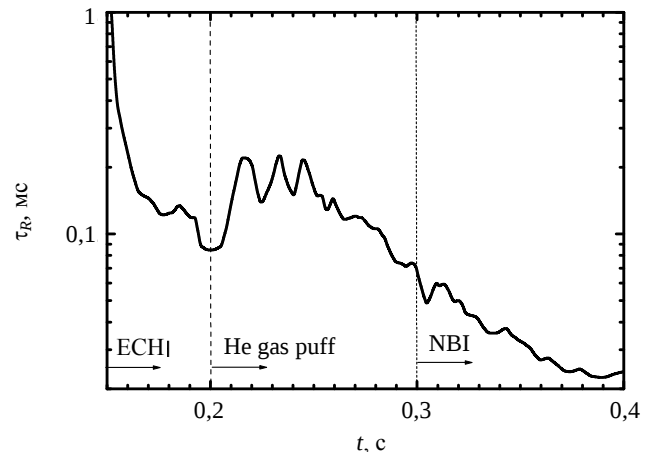


Рис. 5. Время релаксации зарядового распределения гелия в начальной фазе разряда в LHD

$\tau_c = 0,6$ мс. Таким образом, расчёты нестационарных процессов проводились при соотношении $\tau_R = \tau_c = \tau_{\text{exp}}$, показывающем, что рассматриваемые ИР-процессы отвечают квазистационарной эволюции во времени зарядово-радиального распределения гелия в плазме.

ВЫВОДЫ

Нестационарные расчёты после того, как найдены масштабы скоростей рекомбинации и вычислено время релаксации, могут быть сильно упрощены и фактически заменены на квазистационарные, для которых, как можно убедиться расчётом, выполняется необходимое условие $\bar{S}(t) = \bar{R}(t)$. Поэтому проверочный расчёт квазистационарной временной эволюции зарядового распределения по полученным данным для ИР-скоростей (см. рис. 3, а) показывает полное и точное согласие с результатами, показанными на рис. 3, б для нестационарной зарядовой кинетики.

Таким образом, анализ нестационарной и квазистационарной зарядовой кинетики даёт согласованные представления об исследуемых физических процессах. В частности, по временной эволюции отношения эмиссии спектральных линий HeI (447,1 нм) и HeII (468,6 нм) вычислены ход во времени и величины скоростей рекомбинации ионов гелия. Рассчитана временная эволюция распределения гелия по зарядовым состояниям в трёх последовательных стадиях начала разряда: включения ЭЦР-нагрева, газонапуска гелия и нагрева нейтральными пучками. Обнаружено, что существенный вклад в рекомбинацию ионов гелия дают процессы перезарядки на возбуждённых состояниях нейтрального водорода. Из-за больших величин ИР-скоростей гелия время релаксации его зарядово-радиальных распределений ЗС к квазистационарным распределениям оказывается менее 0,2 мс, что позволяет упростить последующий анализ зарядовой кинетики гелия в LHD и проводить его в рамках квазистационарной задачи.

Детальный анализ данных, полученных в исследованиях начальной фазы разряда в LHD, воспроизводит общие проблемы и способы их анализа для переходных фаз других плазменных систем. Это относится, в частности, к вполне аналогичному по параметрам плазмы геликонному квазистационарному плазменному разряду и исследованиям зарядового распределения гелия, использующим эмиссию спектральных линий [10].

Данная работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goto M., Morita S., Sawada K., Fujimoto T., Yamamoto S., Miyazawa J., Yamada H., Toi K. Determination of the hydrogen and helium ion density in the initial and final stages of a plasma in the Large Helical Device by optical spectroscopy. — *Physics of Plasmas*, 2003, vol. 10, p. 1402.
2. Shurygin V.A. Impurity charge state transport in tokamak and stellarator plasmas. — *Nucl. Fusion*, 2020, vol. 60, p. 46001.
3. Shurygin V.A. Light impurities: equilibrium, transport and density profiles in tokamak and stellarator plasmas. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2023, vol. 65, p. 105002.
4. Шурыгин В.А. Диффузионно-конвективная модель переноса примесей в квазистационарной плазме: критика и альтернатива. — *Физика плазмы*, 2024, т. 50, вып. 8.
5. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М.: Наука, 1979.
6. Абрамов В.А., Лисица В.С., Пигаров А.Ю. Об изменении эффективных сечений перезарядки в плазме. — *Письма в ЖЭТФ*, 1985, т. 42, вып. 7, с. 288.
7. OPEN-ADAS.
8. Rosmej F.B., Astapenko V.I., Lisitsa V.S. Applications to Plasma Spectroscopy. — In: *Plasma Atomic Physics*. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, 2021, vol. 104 (Springer, Cham.); https://doi.org/10.1007/978-3-030-05968-2_10.
9. Шурыгин В.А. Кинетика распределений примеси по зарядовым состояниям в плазме токамака. — *Физика плазмы*, 2004, т. 30, вып. 6, с. 483.
10. Шуровский Д.О., Кутузов Д.С., Бунин Е.А., Сухов А.Е., Брагин Е.Ю. Оптические методы диагностики для измерения параметров плазмы в геликонном разряде. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2022, т. 45, вып. 2, с. 97—104.



Надежда Николаевна Нагель, аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Nagel_NN@nrcki.ru



Валерий Степанович Лисица, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор, НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; профессор, МФТИ (НИУ), 141701 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9, Россия
Lisitsa_VS@nrcki.ru



Шурыгин Владимир Александрович, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Shurygin_VA@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 2 июля 2024 г.

После доработки 4 июля 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 60 —67.