

УДК 537.523.5;533.93

СИЛЬНОИОНИЗОВАННАЯ ДУГОВАЯ ПЛАЗМА He. НЕРАВНОВЕСНОСТЬ, НЕИДЕАЛЬНОСТЬ И КИНЕТИКА

© 2019 г. О. В. Коршунов¹, В. Ф. Чиннов¹, Д. И. Кавыршин¹, *¹Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН) Россия, Москва

*E-mail: dimakav@rambler.ru

Поступила в редакцию 20.04.2018 г.

После доработки 20.04.2018 г.

Принята к печати 05.06.2018 г.

Экспериментально установлено, что сильноионизованная дуговая плазма He атмосферного давления не находится в состоянии ЛТР, ожидаемом для плазмы с концентрацией электронов выше 10^{16} см⁻³. Выявлены причины этого, состоящие в поперечной неоднородности плазмы и влиянии плотностных эффектов. Высшие электронные уровни He разрушаются квазистатическим плазменным микрополем, а заряженные частицы радиальным потоком амбиполярной диффузии выносятся из узкого плазменного канала радиусом 1–2 мм на стенки камеры. В распределении атомов и ионов по возбужденным уровням наблюдается сильная ионизационная неравновесность и большой отрыв основного состояния, которые обуславливают трудности спектральной диагностики параметров плазмы из-за неприменимости соотношений, соответствующих равновесным условиям. Предложены методы измерения концентрации двухзарядных ионов He⁺⁺ (α -частиц), недоступных для прямой спектральной регистрации, и простая кинетическая модель сильноионизованной плазмы He с использованием модифицированного диффузионного приближения, основанная на равенстве потоков возбуждения, ионизации и амбиполярной диффузии, успешно описывающая параметры плазмы.

DOI: 10.1134/S0040364419010319

ВВЕДЕНИЕ

Ионизационная неравновесность стационарной разрядной плазмы гелия атмосферного давления при высоких температурах 2–5 эВ неоднократно отмечалась в литературе [1–7]. В классической монографии [1] эта неравновесность представлена как перенаселение низших электронных состояний атома относительно ионизационного равновесия, в котором находятся высшие состояния. Данное утверждение экспериментально исследовано в работе [2].

Схожая картина характерна для низкотемпературной плазмы инертных и других газов с неразогретой тяжелой компонентой в условиях развитой ионно-молекулярной кинетики [1, 8, 9]. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов и электронов перезаселяет нижние возбужденные состояния нейтральных частиц, являясь причиной ионизационной неравновесности такого типа плазм [9].

В разрядной плазме гелия отклонение от состояния равновесия является существенным даже в условиях, когда, например, для аргоновой плазмы подобные явления уже заметно не проявляются [3–5]. Авторы данных работ предлагают собственные способы анализа подобных систем на основе простых аналитических оценок. Однако

для количественного анализа спектроскопических экспериментальных данных этот подход является слишком приближенным.

В качестве методики описания подобных неравновесных распределений и решения системы кинетических уравнений баланса для населенностей возбужденных состояний в [1] предлагается модифицированное диффузионное приближение (МДП). Необходимость использования особых методов в случае гелиевой плазмы также подчеркивается в работе [6], в которой обоснована и применена более подробная столкновительно-радиационная модель, позволяющая детально описать структуру возбужденных уровней и переходов между ними с учетом всего многообразия процессов поуровневой кинетики. Данная задача решалась и ранее [7], но на качественно более низком вычислительном уровне того времени. Сейчас подобные подходы являются наиболее перспективными и многообещающими.

В кинетической модели [6] учтены современные наработки по данной тематике, позволяющие более адекватно определить электронную температуру T_e и концентрацию электронов n_e при низких степенях ионизации стационарной плазмы. Эта модель может послужить основой для решения более сложной и масштабной задачи — построения нестационар-

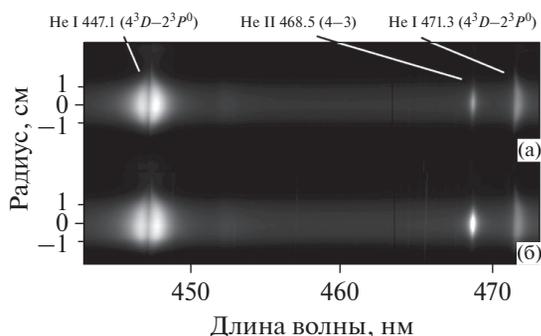


Рис. 1. Пример участка спектров, снятых камерой Andor; расстояние от катода – 1 мм. Спектр (а) соответствует силе тока 200 А, спектр (б) – 400 А.

ной модели гелиевой плазмы, справедливой в широком диапазоне условий.

В данной работе ограничимся вопросами природы неравновесности неоднородной сильноионизованной гелиевой плазмы атмосферного давления и особенностями ее кинетики и спектральной диагностики, связанными с этой неравновесностью. Основной задачей является развитие экспериментальных методов определения плазменных параметров (прежде всего T_e) в неравновесных условиях.

Основные результаты спектральных измерений.

Спектральные исследования проводились на электродуговом плазматроне постоянного тока атмосферного давления с расширяющимся анодным каналом диаметром 4–8 мм, вихревой стабилизацией дуги [2, 10, 11], расходом гелия 0.1–0.3 г/с и током дуги от 200 А до 400 А. При этом температура плазмы находится в диапазоне 2–3 эВ и степень ионизации достигает 50% [2]. Исследовался наиболее горячий участок столба дуги на расстоянии 1–1.5 мм от кончика катода. Для более значительного нагрева гелиевой плазмы без разрушения установки на стационарную электрическую дугу с самоустанавливающейся длиной около 10 мм накладывался электрический импульс той же полярности длительностью 1–1.5 мс и током до 4000 А, осуществляющий квазистационарный подогрев электродуговой плазмы до температуры 3–4 эВ.

Регистрация эмиссионного спектра стационарной и импульсной дуги выполнялась в поперечном к оси направлении при помощи оптоволоконного трехканального спектрометра AvaSpec и спектрографа ДФС-452 с высокоскоростной матричной камерой Andor на выходе. На рис. 1 представлен участок спектра плазмы гелия 440–475 нм, зарегистрированный на матрицу Andor с пространственным разрешением по радиусу дуги. Видно, что двукратное увеличение силы тока (с 200 до 400 А) приводит к резкому увеличению интенсивности ионной линии HeII 468.6 нм.

Обратные преобразования Абеля хордовых распределений в радиальные имели принципиальное значение при анализе излучателей с разной кратностью ионизации [12].

Данные экспериментальные измерения описаны в работах [2, 13]. Ниже представлены основные результаты этих измерений параметров приосевой плазмы при токе дуги – 200 А и 400 А:

а) По штарковской ширине линий HeI, для которых имеет место надежное согласие расчетно-теоретических [14] и экспериментальных [15] значений констант квадратичного штарк-эффекта, в приосевой области плазмы измерена концентрация электронов. Она возрастает от 8.7×10^{16} до 9.3×10^{16} см⁻³ при росте тока дуги от 200 до 400 А.

б) Анализ совокупности смешанных контуров линии HeI 1083 нм позволил разделить их на лоренцеву (штарковское уширение) и гауссову (доплеровское уширение и аппаратная функция спектрометра) составляющие. В результате по доплеровской компоненте контура этой линии была оценена температура тяжелых частиц T_a . Изменение тока дуги от 200 до 400 А сопровождается ростом T_a от 20000 до 25500 К.

в) Располагая данными по T_a , можно сделать грубую оценку плотности атомов гелия в основном состоянии по его парциальному давлению: $n = [\text{He}] \approx (0.5–1.0) \times 10^{17}$ см⁻³. Вопрос о спектральном определении температуры электронов T_e в отсутствие ЛТР остается открытым. Наличие в спектре излучения линий HeII с порогами возбуждения более 50 эВ в совокупности с измеренной газовой температурой $T_a \geq 2$ эВ однозначно указывает на то, что в приосевой области дуги $T_e \geq 3$ эВ.

Неравновесность сильноионизованной неоднородной плазмы He. Проведенные экспериментальные исследования подтверждают, что сильноионизованная стационарная плазма гелиевой дуги атмосферного давления в отличие от аргоновой [4, 10], азотной [10] и других подобных плазменных образований не находится в состоянии ЛТР, ожидаемом для плазмы с концентрацией электронов выше 10^{16} см⁻³ [1, 16, 17]. Данное обстоятельство делает гелиевую плазму уникальным объектом спектроскопических исследований, выделяя ее из класса сильноионизованных сред наличием неравновесности, обусловленной нарушением детального баланса между процессами ионизации и рекомбинации.

На рис. 2 приведены населенности возбужденных уровней He вблизи порога ионизации, полученные в стационарном разряде с током 200 и 400 А. Наклон усредненной прямой соответствует значению температуры распределения $T_p \approx 0.6$ эВ, что в шесть раз меньше электронной температуры и свидетельствует о ионизационной недонасе-

ленности излучающих уровней, усиливающейся по мере приближения к порогу ионизации атома.

Эта недозанаселенность, накапливаясь, приводит к большому отклонению от равновесия между основным состоянием атома и электронным континуумом, которое можно легко оценить, зная $n = [\text{He}]$, n_e , T_e из Саха-Больцмановских соотношений. Для численной характеристики подобных отклонений используем приведенные населенности y_{ki} [1], представляющие собой отношение фактической заселенности уровня k к ее равновесному значению относительно состояния i : $y_{ki} = n_k/n_k^0$.

При $T_e = 3.5$ эВ приведенная населенность заряженной компоненты относительно основного состояния атома y_{e0} определяется выражением:

$$y_{e0}^2 = n_e^2/nK_{00} \approx 1/600, \quad (1)$$

где K_{00} – константа ионизационного равновесия между основными состояниями атома и иона:

$$K_{00} = \frac{2g_0^+}{g_0} \left(\frac{2\pi m T_e}{h^2} \right)^{1.5} \exp\left(-\frac{I_0}{T_e}\right),$$

$I_0 = 24.59$ эВ – энергия ионизации атома He в основном состоянии. Численное значение рассчитано для $n_e = n^+ \approx 9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n \approx 7 \times 10^{16} \times \text{см}^{-3}$.

Таким образом, основное состояние атома перенаселено относительно основного состояния иона в ~ 600 раз.

В рассмотренной литературе нет единого мнения о причинах данного отклонения от состояния равновесия. В качестве возможных факторов, способствующих деформации распределения атомов по возбужденным состояниям, предполагаются:

- 1) отрыв электронной температуры от температуры тяжелых частиц [2];
- 2) вынос заряженных частиц из столба дуги [3];
- 3) высокий порог возбуждения He [4].

Первый фактор не влияет на распределение He^{+*} , поскольку неравновесность наблюдается и в случае изотермической плазмы, и при высоких степенях ионизации, когда кинетика заселения полностью определяется столкновениями с электронами [2, 3].

Второй фактор в рассматриваемых условиях наиболее существен. Косвенным подтверждением наличия мощного потока амбиполярной диффузии является наблюдаемое на спектрограммах радиальное смещение максимума светимости континуума и линий ионов HeII относительно атомарных линий (рис. 3). Данное наблюдение говорит в пользу того, что скорость “сноса” заряженных частиц радиальным электрическим полем разряда сопоставима со скоростью ионизации.

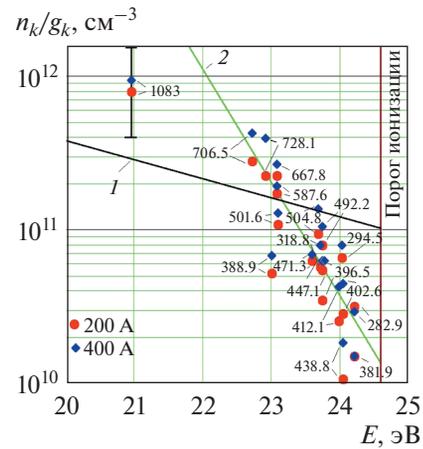


Рис. 2. Распределение заселенностей атомных уровней сильноионизованной дуговой плазмы He атмосферного давления; указаны длины волн регистрируемых атомных линий. Прямая 1 соответствует ионизационному равновесию с континуумом при $n_e = 9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 3.5$ эВ, прямая 2 – равновесию при температуре распределения $T_p = 0.6$ эВ.

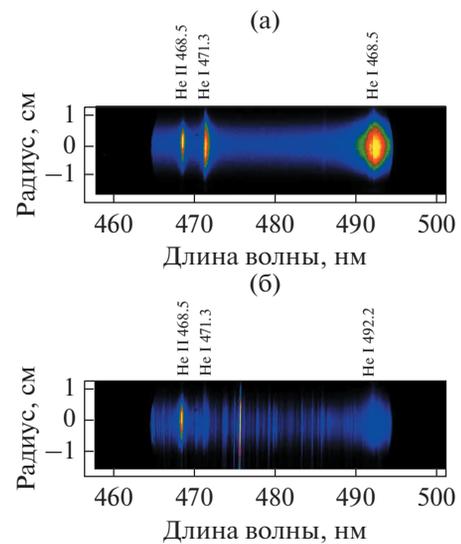


Рис. 3. Спектр излучения плазмы He при импульсном подогреве: (а) $\tau = 0$ мкс; (б) $\tau = 400$ мкс.

Третий фактор также играет заметную роль. Блок возбужденных состояний He отстоит от основного состояния почти на 20 эВ, при этом порог ионизации (24.59 эВ) всего на 4.7 эВ выше порога возбуждения. Для возбуждения атомов He необходима высокая температура электронов, при которой происходит быстрая ионизация He^{+*} и медленная рекомбинация He^+ . Такой плазме свойственна ионизационная неравновесность [1]. Кроме того, высокая температура обуславливает высокую степень ионизации плазмы, что в совокупности приводит к благоприятным для диффу-

зии условиям аномально малой плотности нейтральных атомов (ниже 10^{17} см^{-3} при давлении выше атмосферного).

Для подтверждения сказанного оценим соотношение скоростей тройной рекомбинации $Q_r^+ = v_r^+ n^+ = \alpha_r n_e^2 n^+$ и амбиполярной диффузии $Q_d^+ = v_d^+ n^+ \approx 4D_a r^{-2} n^+$, для которой численный коэффициент получен в цилиндрической системе координат из экспериментальных данных по радиальному спаду плотности электронов. Определяя коэффициент амбиполярной диффузии в соответствии с [18], получаем

$$\begin{aligned} Q_d^+/Q_r^+ &= v_d^+/v_r^+ = \\ &= 2^{1.5} (1 + T_e/T_a) v / 3\sigma_{tr} r^2 n n_e^2 \alpha_r \approx 3, \end{aligned} \quad (2)$$

где v – скорость ионов, r – характерная градиентная длина (радиус токового канала разряда), σ_{tr} – транспортное сечение рассеяния, которое в данном случае равно сумме сечений перезарядки ($2.5 \times 10^{-15} \text{ см}^{-3}$) и поляризации ($5 \times 10^{-16} \text{ см}^{-3}$) [18, 19]. Поскольку затрудняет диффузию только обратное рассеяние, оценки сделаны для вдвое меньших величин сечений. Использовались завышенные теоретические [1] значения константы скорости тройной рекомбинации на блок возбужденных состояний α_r . Причина этого завышения будет показана ниже.

Рассмотренные особенности гелия позволяют частично понять природу неравновесности его дуговой плазмы при высоких плотностях электронов и указать на одну из причин этой неравновесности, которой является пространственная неоднородность в поперечном направлении к оси разряда. Радиус светящегося канала плазмы вблизи катода не превышает 1 мм. При таких малых масштабах хорошие переносные свойства гелия, прежде всего высокая скорость амбиполярной диффузии, обеспечивают быстрый перенос заряженных частиц на стенки камеры-сопла (его диаметр вблизи катода менее 5 мм). Ионизационный поток в такой неоднородной и сравнительно разреженной плазме не уравновешивается обратным рекомбинационным потоком, а выносится в радиальном направлении в отличие от ситуации, характерной для более плотной плазмы, где преобладает объемная рекомбинация. Кинетическая система стремится восстановить равновесие, нарушенное перегревом электронов в сильном электрическом поле.

Подтверждением такого хода процессов ионизации-рекомбинации является наблюдаемый (рис. 3) радиальный сдвиг максимума излучения ионной компоненты относительно атомной вследствие слегка несимметричного расположения плазменного канала в сопле: амбиполярная диффузия “выбирает” короткий путь, сдвигая ионы туда, где плазменная струя ближе к стенке сопла.

Следует отметить, что радиальный вынос массы компенсируется в данной проточно-дуговой плазме продольным потоком нейтральных частиц, так что $Q_d = -\text{div}(nv)$. В результате замыкается простая цепочка процессов: поступление атомов извне \rightarrow их возбуждение \rightarrow ионизация возбужденных атомов \rightarrow амбиполярная диффузия ионов и электронов (вынос атомов). Эта цепочка определяет баланс трех основных компонентов плазмы: ионов (электронов) и атомов в основном и возбужденных состояниях. Скорости всех четырех процессов практически одинаковы.

Таким образом, в данной плазме тройная рекомбинация играет второстепенную роль, а продукты ионизации гелия электронами должны гораздо быстрее выноситься из плазмы, чем рекомбинировать с электронами, имеющими высокую температуру (3–4 эВ). Об этом свидетельствует распределение атомов и ионов по возбужденным уровням с явно выраженной неравновесностью ионизационного типа [1], которая обуславливает трудности спектрального измерения температуры электронов традиционным методом относительных заселенностей излучающих уровней [16] из-за неприменимости равновесных соотношений Больцмана и Саха.

Другие причины неравновесности. Участок распределения, примыкающий к границе ионизации, ранее считался ионизационно равновесным [1] (т.е. равновесным относительно основного состояния иона и свободных состояний электрона). Это предположение невозможно проверить непосредственно, измеряя населенности до границы ионизации, поскольку высшие состояния атома спектрально не регистрируются как в силу слабой населенности, особенно в условиях ионизационной неравновесности, так и из-за “растворения” их спектральных линий в сильноионизованной плазме [19–21].

Выявить неравновесное состояние атомов по высоковозбужденным состояниям позволяет введенное в данной работе комплексное спектральное исследование дуговой плазмы He с измерением ее основных параметров, включая n_e , T_e и n_k/g_k всех уровней гелия, которые удается зарегистрировать по линиям излучения. Для этого надо сопоставить полученное распределение n_k/g_k с ионизационно равновесным распределением

$$n_k^0 = n_e^2 / K_{k0}(T_e),$$

где

$$K_{k0} = \frac{2g_0^+}{g_k} \left(\frac{2\pi m T_e}{h^2} \right)^{1.5} \exp\left(-\frac{I_k}{T_e}\right)$$

– константа ионизационного равновесия между k -м уровнем атома и основным состоянием иона,

I_k — энергия ионизации уровня k . В рассматриваемых условиях $n^+ = n_e \approx 9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 3.5 \text{ эВ}$.

На рис. 2 изображена соответствующая этим параметрам прямая $n_k^0/g_k(I)$, которая проходит гораздо выше экспериментальных значений n_k/g_k для уровней с энергией ионизации $< 1 \text{ эВ}$. Данный факт свидетельствует об отсутствии в плазме с высокой плотностью n_e ионизационного равновесия для высших уровней, которое ожидалось в ранних работах [1]. Это расхождение связано с появлением плотностных эффектов — предвестников неидеальности плазмы.

Хотя в дебаевской сфере исследуемой плазмы находится около сотни зарядов, тем не менее при их концентрации, достигающей $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, заселенности высоковозбужденных состояний атомов определяются не только ударными процессами. Это влияет на кинетику ионизации-рекомбинации плазмы: при высокой плотности заряженных частиц происходит разрушение верхних уровней атома квазистатическим ионным микрополем плазмы [20–24], так что их существование становится вероятностным, зависящим от главного квантового числа и n_e .

На рис. 4 показана эта вероятность w_n для уровней He в исследуемой плазме, рассчитанная по данным [21, 24] и из сопоставления n_k^0/g_k и n_k/g_k . Кривая 2 построена в приближении Хольцмарка для квазистатического (ионного) микрополя по модели ближайшего иона [24], кривая 3 — с использованием экспериментальных данных для более тяжелых инертных газов [21]. Кривые 2 и 3 хорошо согласуются друг с другом и с оценочной экспериментальной кривой 1, проходящей немного ниже них. По-видимому, меньшие значения экспериментальных w_n можно объяснить тем, что данные уровни связаны переходами с более высокими практически “разрушенными” уровнями, чего не учитывают оценки [21, 24].

Для уровней с энергией ионизации $I_k = 1 \text{ эВ}$ и главным квантовым числом $n = 4$ оценки по [21] и [24] дают $w_n \approx 0.85$, экспериментальное значение 0.5. Уровни с большей энергией ионизации в рассматриваемых условиях почти не разрушаются. Для самых верхних регистрируемых уровней с $n = 6$ и $I_k = 0.38 \text{ эВ}$ по [24, 21] получено $w_n \approx 0.1–0.2$, экспериментальное значение 0.18. Здесь идет сильное разрушение уровней. Вблизи порога ионизации вероятность w_n практически равна нулю. Таким образом, экспериментально полученное распределение n_k/g_k на рис. 2 можно уверенно экстраполировать в оставшуюся малую область верхних незарегистрированных уровней ($I_k = 0–0.38 \text{ эВ}$) кривой, спадающей до нуля в пороге ионизации.

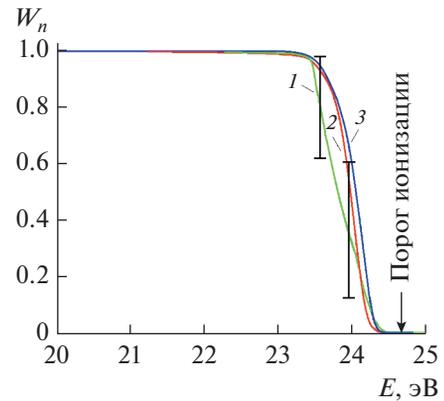


Рис. 4. Вероятности сохранения уровней при воздействии плазменного микрополя w_n : 1 — экспериментальное значение n_k^0/n_k по данным рис. 2 с погрешностью измерения, 2 — расчет с использованием распределения Хольцмарка для ионного плазменного микрополя и модели ближайшего иона [24], 3 — по эмпирической формуле [21].

Отсюда следует важный для спектральной диагностики сильноионизованной плазмы гелия вывод об отсутствии не только ожидаемого согласно [1] ионизационного равновесия на границе между связанным и свободными состояниями электрона, но и вообще какой-либо связи между населенностями высоковозбужденных состояний атома и заряженной компоненты плазмы. В рассматриваемых условиях достаточно больших значений n_e самые верхние состояния перестают существовать в ионном микрополе плазмы, т.е. практически не заселяются. Это явление иллюстрирует рис. 2, на котором сопоставлены две экспериментально полученные зависимости: прямая (1) ионизационного равновесия n_k^0/g_k для данных n_e и T_e пересекает при энергии ионизации $I_k \approx 1.4 \text{ эВ}$ совокупность точек n_k/g_k с крутым спадом вблизи порога ионизации. В классической столкновительной плазме n_k^0/g_k и n_k/g_k после этого пересечения должны совпадать вплоть до границы ионизации.

С ростом n_e сильноионизованная плазма может вообще лишиться большинства своих возбужденных состояний атома. Определяющим фактором является энергетический размер переходной области “нереализующихся” уровней у границы ионизации атома. В рассматриваемом случае он составляет $\sim 1 \text{ эВ}$ ($n \geq 4$). С ростом n_e он увеличивается и, достигая значений $\sim T_e$, охватывает почти весь блок возбужденных состояний. При уменьшении n_e он уменьшается (хотя параметр неидеальности $\Gamma \approx 0.03$ при соответствующем уменьшении T_e может не измениться). Основыва-

ясь на эмпирических формулах из [21], находящихся в полном согласии с настоящими данными, нетрудно оценить этот размер для других случаев. Например, при $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ переходная область начинается с уровней с $n = 9$. Соответствующий энергетический интервал 0.17 эВ невелик, и распределение населенностей наблюдаемых уровней с $n \leq 7$ в плазме гелиевого СВЧ-разряда [25] хорошо описывается в рамках МДП [1].

При уменьшении числа возбужденных состояний должна, очевидно, уменьшаться и суммарная скорость тройной рекомбинации на блок возбужденных уровней. О подобном подавлении столкновительной рекомбинации в разных средах как эффекте неидеальности плазмы сообщалось и ранее (см. теоретическую работу [26] и цитируемую там литературу). Численные оценки этого ослабления рекомбинации требуют решения кинетической задачи о заселении верхних уровней с учетом рассмотренного явления.

Таким образом, экспериментально показано разрушение верхних уровней He плазменными микрополями. Оно является главной причиной ионизационной неравновесности для высоковозбужденных атомов и ослабления тройной рекомбинации при данных, умеренно высоких плотностях зарядов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, несмотря на слабую неидеальность плазмы.

Причины ионизационной неравновесности во втором пороге ионизации. Ионы гелия водородоподобны и наименее подвержены влиянию плазменных микрополей [20–22], так что плотностные эффекты не могут приводить к такому же большому отклонению от ионизационного равновесия во втором пороге ионизации, как и в первом. Однако распределение ионов по уровням возбуждения тоже имеет сильную ионизационную неравновесность.

Рассмотрим отношение скоростей амбиполярной диффузии и тройной рекомбинации для двукратных ионов He^{++} при $T_e = 3.5 \text{ эВ}$. Коэффициент тройной рекомбинации на нижние возбужденные состояния He^{++} возьмем из работы [1] в диффузионном приближении, которое дает для него максимально возможные значения:

$$\alpha_T = 5.4 \times 10^{-27} Z^3 T_e^{-4.5} / \chi^+(I_1^+/T_e) = 1.8 \times 10^{-28} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Здесь T_e в эВ, $I_1^+ = 13.6 \text{ эВ}$ – энергия ионизации первого возбужденного уровня иона, $\chi^+(I_1^+/T_e) = 0.831$ – функция, отражающая ионизационную недонаселенность этого уровня в диффузионном приближении [1]. Для первого возбужденного уровня атома $\chi(I_1/T_e) = 0.175$ почти впятеро меньше (энергия ионизации нижнего возбужденного уровня атома в 3–4 раза меньше в зависимости от

способа объединения уровней). Однако это различие компенсируется различием зарядовых чисел Z , так что ионы разной кратности имеют близкие коэффициенты ступенчатой рекомбинации на нижние возбужденные уровни.

Скорость амбиполярной диффузии ионов He^{++} определяет сечение поляризации вдвое большее, чем у ионов He^+ . Однако для последних главную роль играет сечение перезарядки (см. выше), так что суммарное сечение рассеяния He^+ оказывается втрое больше. Следовательно, амбиполярная диффузия He^{++} идет втрое быстрее:

$$v_d^{++}/v_d^+ = 3. \quad (3)$$

С учетом этих отличий из выражения (2) получаем отношение, характеризующее ионизационную неравновесность возбужденных ионов:

$$v_d^{++}/v_T^{++} \approx 5.$$

Для первого порога ионизации это отношение ~ 3 , но его действительное значение может быть больше из-за рассмотренного в предыдущем разделе ослабления тройной рекомбинации. Для второго порога подобного увеличения величины v_d^{++}/v_T^{++} скорее всего не будет (из-за водородоподобия ионов He^{++} [20–22]), что делает возможным возникновения припороговой области ионизационного равновесия вплоть до уровней с энергией ионизации $\sim 3 \text{ эВ}$ и $n = 4$. Рассмотрим это подробнее.

Поток ступенчатой ионизации в отсутствие детально обратного процесса тройной рекомбинации выстраивает ионизационнонеравновесное распределение вышележащих уровней только до границы припороговой области ионизационного равновесия. Эта граница определяется степенью перенаселенности первого уровня возбуждения He^{++} относительно электронного континуума двукратных ионов: чем выше перенаселенность, тем меньше область ионизационного равновесия. В рассматриваемом случае перенаселенность определяется отношением скоростей диффузии и рекомбинации и граница в диффузионном приближении [1] задается условием

$$\chi^+(I_1^+/T_e)/\chi^+(I^*/T_e) \approx 1 + v_d^{++}/v_T^{++} \approx 6.$$

Отсюда нетрудно найти для граничного уровня $\chi^+(I^*/T_e) \approx 0.14$ и его энергию ионизации $I^* \approx 3.3 \text{ эВ}$, которая отвечает третьему возбужденному уровню He^{++} ($I_3^+ = 3.4 \text{ эВ}$). Выше него идет рекомбинационное заселение уровней, поддерживающее их равновесие с континуумом двукратных ионов. Это обстоятельство будет в дальнейшем учтено при использовании уровня 3 для диагностики параметров плазмы.

Таким образом, у двукратных ионов амбиполярная диффузия тоже является доминирующим рекомбинационным механизмом. Они втрое медленней, чем He^+ , упруго рассеиваются на атомах (в отсутствие перезарядки). Такое трехкратное увеличение скорости диффузии способствует возникновению ионизационной неравновесности во втором порого ионизации, однако, не настолько сильной, как в первом, поскольку допускает существование ионизационного равновесия в припороговой области энергий ионизации уровней 0–3 эВ.

Отрыв основного состояния. Выше было показано, что суммарная ионизационная неравновесность между основными состояниями атома и иона (1) составляет большую величину $y_{0e}^{-2} \approx 600$. Однако, на экспериментально исследуемом участке возбужденных уровней атома, протяженностью 3.24 эВ, почти примыкающем к границе ионизации (см. рис. 2), нижние уровни перенаселены относительно верхних всего в 15–20 раз, причем основной вклад в эту перенаселенность дают плотностные эффекты. Амбиполярная диффузия, как видно из соотношения (2) и рис. 2, отвечает лишь за трехкратное перенаселение нижних возбужденных уровней относительно ионизационного равновесия. Отсюда следует, что наибольшее отклонение от равновесия возникает между основным и нижними возбужденными состояниями атома. Этот отрыв делает невозможным распространение диффузионного приближения на основное состояние He. То же относится и к He^+ .

Для учета данной неравновесности рассмотрим уравнение для населенности нижнего возбужденного состояния атома в МДП

$$n_e (K_{01}n + \alpha_{\tau}n^+n_e) = n_e n_i (K_{1e} + K_{10}). \quad (4)$$

Здесь K_{01} и K_{10} – константы скоростей возбуждения и девозбуждения He (одноквантовые переходы [1]), K_{1e} – константа скорости ступенчатой ионизации нижних возбужденных состояний He. И для атомов, и, тем более, для водородоподобных ионов гелия используем объединение в один уровень всех состояний с одинаковым главным квантовым числом [1]. В силу большой энергетической плотности возбужденных уровней их неупругое взаимодействие с электронами, начиная с первого возбужденного уровня, можно рассматривать в диффузионном приближении.

При данных T_e процессы II рода с переходом 1–0 идут в сотни раз медленнее ступенчатой ионизации He^* ($I_1 \sim T_e$); тройная рекомбинация, как показано, тоже слаба. В обеих частях уравнения (4) доминируют первые члены, так что приведенная населенность основного состояния относительно нижнего возбужденного состояния с хорошей точностью

$$y_{01} = n/n_0 = K_{1e}/K_{10},$$

где $n_0 = n_1(g_0/g_1)\exp(E_1/T_e)$. Для констант скоростей K_{1e} и K_{10} используем выражения из [1]:

$$y_{01} = \frac{2g_0^+\Lambda}{3\sqrt{\pi}g_0\Lambda_0} \frac{Ry^{3/2}E_1}{T_e^{5/2}\chi_1} \exp\left(-\frac{I_1}{T_e}\right), \quad (5)$$

где $g_0^+ = 2$ и $g_0 = 1$ – статистические веса основных состояний иона и атома He, $E_1 = 20.78$ эВ – энергия перехода 0–1, $I_1 = 3.8$ эВ – энергия ионизации атома с уровня 1, $\Lambda \approx 0.2$ и $\Lambda_0 \approx 0.06$ – кулоновские логарифмы для связанных состояний, $\chi_1 = \chi(I_1/T_e) = 0.175$ [1] ($T_e = 3.5$ эВ).

Аналогичное соотношение получаем для ионов:

$$y_{01}^+ \approx K_{1e}^+/K_{10}^+ = \frac{2g_0^{++}\Lambda}{3\sqrt{\pi}g_0^+\Lambda_0^+} \frac{Ry^{3/2}E_1^+}{T_e^{5/2}\chi_1^+} \exp\left(-\frac{I_1^+}{T_e}\right). \quad (6)$$

Здесь $E_1^+ = 40.81$ эВ, $I_1^+ = 13.6$ эВ, $\Lambda_0^+ = 0.02$, $\chi_1^+ = \chi(I_1^+/T_e) = 0.83$ [1] ($T_e = 3.5$ эВ).

Сделаем оценки полученных величин. При $T_e = 3.5$ эВ выражения (5), (6) дают: $y_{01} \approx 150$, $y_{01}^+ \approx 5$. Такое, на первый взгляд, неожиданное расхождение, несмотря на вдвое большую энергию первого возбужденного уровня иона, обусловлено большой энергией его ионизации 13.6 эВ (у атома энергия ионизации первого объединенного возбужденного уровня всего 3.8 эВ [1]). Таким образом, наибольшая неравновесность данной плазмы, возникающая на атомном переходе 0–1, связана не столько с отрывом основного состояния, сколько с быстрой ионизацией возбужденных уровней.

Сравнивая полученную оценку с оценкой суммарного отклонения от ионизационного равновесия (1), видим, что на долю низковозбужденных атомов приходится отклонение от равновесия всего в $y_{e1}^{-2} = y_{e0}^{-2}/y_{01} \approx 600/150 = 4$ раза. Это согласуется с другими экспериментально-теоретическими данными по их ионизационной неравновесности:

1. соотношением (2) (скорость амбиполярной диффузии в ~ 3 раза превышает скорость тройной рекомбинации, которая бы шла на уровень 1 при данных n_e и T_e в идеальной плазме);

2. трехкратным превышением населенности нижних возбужденных состояний своего ионизационно-равновесного значения (рис. 2).

Концентрация двукратных ионов. Еще одной особенностью сильноионизованной плазмы является присутствие в ее составе двухзарядных ионов, в данном случае He^{++} , концентрацией которых определяется населенность высоковозбужденных уровней однозарядных ионов. Поскольку

ион He^{++} (α -частица) не имеет электронной оболочки, спектральным методам исследования он недоступен, что вызывает необходимость поиска других способов нахождения его концентрации. Это особенно важно для неравновесной плазмы, где нельзя оценить $n^{++} = [\text{He}^{++}]$ из условия ионизационного равновесия. Здесь предлагаются следующие методы расчета концентрации двухзарядных ионов.

Метод относительных интенсивностей линий. Рассмотрим уравнения баланса ионов He^{++}

$$K_{1e}n_en_1 = v_d^+n^+, \quad (7)$$

и He^{++} :

$$K_{1e}^+n_en_1^+ = v_d^{++}n^{++}. \quad (8)$$

В их левых частях записан поток ступенчатой ионизации, который в диффузионном приближении может быть отнесен к любому, в том числе спектрально наблюдаемому уровню: $K_{1e}n_1 = K_{2e}n_2 = \dots = K_{je}n_j$. Из их числа следует исключить только верхние атомные уровни, находящиеся в ионизационном равновесии или разрушаемые микрополем плазмы. Прямой ионизацией ниже лежащих уровней пренебрегаем. Для ионов это дает хорошую точность, для атомов вклад прямой ионизации основного состояния не превышает 10%.

В правых частях уравнений (7), (8) записан поток амбиполярной диффузии, для ионов разной кратности отличающийся только сечением рассеяния на атомах. Сечение рассеяния однократного иона определяется сечением перезарядки, а двукратного — втрое меньшим сечением поляризации, так что частоты амбиполярной диффузии находятся в соотношении (3). С учетом этого, разделив уравнения баланса друг на друга, получаем выражение, в которое входят относительные концентрации экспериментально доступных возбужденных уровней атома j и иона i

$$n^{++}/n_e \approx n_i^+ K_{ie}^+ / 3n_j K_{je} = (n_i^+ g_j g_0^{++} z^3 \chi_j w_j / 3n_j g_i^+ g_0^+ \chi_i^+) \exp[-(I_i^+ - I_j)/T_e], \quad (9)$$

где $z = 2$. Экспонента, статвеса и функции χ появляются из отношения констант ступенчатой ионизации K_{ie}^+/K_{je} . Учтено также полное преобладание однозарядных ионов: $n_e = n^+$. Покажем это.

Для регистрируемой по близко расположенным линиям пары уровней с энергиями ионизации $I_j = 1$ эВ и $I_i^+ = 3.4$ эВ при токе 200 А оценка (9) дает: $n^{++} \approx 3 \times 10^{-4} n_e \approx 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Сравнивая с равновесными значениями $n^{++}(\text{равн.}) = K_{00}^+ \approx 3.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для $T_e = 3.5$ эВ, видим, что недозаселенность основного состояния двукратных ионов (относительно основного состояния одно-

кратных) составляет почти два порядка величины. Здесь K_{00}^+ — константа ионизационного равновесия между основными состояниями ионов.

Особенно удобно и надежно оценивать n^{++} этим методом при равных энергиях ионизации атомного и ионного уровней, когда отношение констант их ступенчатой ионизации совпадает с отношением их статвесов и расчеты наиболее точны. Тогда выражение (9) крайне упрощается:

$$n^{++}/n_e \approx n_i^+ g_j z^3 / 6n_j g_i^+ = \gamma z^3 / 6 = \gamma / 0.75, \quad (10)$$

включая в себя лишь отношение концентраций возбужденных атомов и ионов, определяемое по отношению интенсивностей их излучения в линиях. Для уровней с энергиями ионизации $I_j = 3.6$ эВ и $I_i^+ = 3.4$ эВ удается экспериментально получить это отношение концентраций и, следовательно, концентрацию двукратных ионов: $n^{++} \approx 6 \times 10^{-4} n_e \approx 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Сделанная выше оценка по формуле (9) дает вдвое меньшие значения, по-видимому, из-за вклада прямого процесса рекомбинации в населенность n_j легкоионизируемого уровня атома ($I_j = 1$ эВ $\ll T_e$). Однако в данном случае эта оценка оказывается правильной, поскольку такое же двукратное завышение дает и ионный уровень. Выше показано, что именно с него начинается область ионизационного равновесия, т.е. вклады заселения “снизу” — ступенчатой ионизацией, и “сверху” — тройной рекомбинацией, сравниваются.

В общем случае этот метод, кроме относительных интенсивностей линий, требует знания температуры электронов.

Метод относительной концентрации основных состояний атомов и ионов. Уравнение баланса возбужденных атомов (4) в пренебрежении тройной рекомбинацией и девозбуждением имеет вид: $K_{01}n_en \approx K_{1e}n_en_1$. Правая часть этого уравнения и левая уравнения (7) представляют собой поток ионизации и совпадают. Следовательно, поток возбуждения основного состояния атомов равен потоку амбиполярной диффузии

$$K_{01}n_en \approx v_d^+n^+. \quad (11)$$

Аналогичное выражение получаем для ионов:

$$K_{01}^+n_en^+ \approx v_d^{++}n^{++} \quad (12)$$

и, разделив их друг на друга, приходим к подобному (9) выражению

$$n^{++}/n_e \approx n_e K_{01}^+ / 3n K_{01} \approx (n_e z^3 / 3n) (E_1 / E_1^+)^3 \exp[-(E_1^+ - E_1) / T_e], \quad (13)$$

в которое входят отношения концентраций ионов и атомов и констант скоростей их возбуждения, что является благоприятным для точности оценок обстоятельством. В отношении констант

главным вопросом является отношение кулоновских логарифмов, которые представлены здесь эмпирическими зависимостями $\Lambda_0 \sim (T_e/E_1)^2$ и $\Lambda_0^+ \sim (T_e/E_1^+)^2$, соответствующими приведенному в [1] графику $\Lambda(T_e/E)$ в рассматриваемых диапазонах энергий E_1 , E_1^+ и T_e . Оценки с использованием выражения (13) тоже дают незначительную величину $n^{++} \approx 7 \times 10^{-4} n_e \approx 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, несколько превышающую полученное выше значение.

Этот метод требует знания трех основных параметров плазмы: T_e , n_e и n .

Сделанные оценки показывают, что вторая ионизация очень слаба из-за накопления ионизационной недонаселенности на двух порогах ионизации.

Кинетическая модель и параметры плазмы. Кинетика процессов данной плазмы, как ясно из предыдущего, крайне проста. Все определяют потоки возбуждения и ионизации, идущие ступенчато из основного состояния атома. Потоки “вниз” (тройная рекомбинация и переходы в основное состояние) пренебрежимо малы. За все параметры плазмы отвечает упомянутая выше цепочка реакций (возбуждение \rightarrow ионизация \rightarrow амбиполярная диффузия), что описывается уравнениями (7), (8), (11), (12). Вместе с экспериментальным отношением интенсивностей атомной и ионной линий

$$n_i^+ / n_j = \gamma g_i^+ / g_j = W_{in} \lambda_{in} A_{jn} / W_{jk} \lambda_{jk} A_{ik} \quad (14)$$

и уравнением состояния

$$P = (n + n_e) T_a + n_e T_e \quad (15)$$

получается шесть уравнений с шестью неизвестными: T_e , T_a , n , n^{++} , n_1 , n_1^+ . Наиболее важными и трудно определяемыми на практике являются первые четыре параметра. В их число не входит концентрация электронов n_e , которая, как и отношение интенсивностей спектральных линий, достаточно надежно и точно ($\pm 10\%$) измеряется (по штарковскому уширению линий, см. выше). При изменении токов дуги от 200 до 400 А она слабо растет: $n_e = (8.7-9.3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Решение данной системы уравнений начато в предыдущем разделе. Для n^{++} получено простое выражение (10), зависящее лишь от измеренных параметров (γ из уравнения (14) и n_e), что позволило сразу рассчитать величину n^{++} . Для n применимо выражение (13), являющееся наиболее надежным из-за входящего в него отношения констант. Поменяв в нем местами n и n^{++} , с учетом (10) получаем

$$n \approx (2n_e / \gamma) (E_1 / E_1^+)^3 \exp \left[- (E_1^+ - E_1) / T_e \right]. \quad (16)$$

В это выражение входит еще одно неизвестное: T_e . Для определения T_e выразим n из уравнения (11):

$$n = (Q / K_{01})^{1/2},$$

где $Q = v_d^+ n = 2^{3/2} v (1 + T_e / T_a) / 3 \sigma_{tr} r^2$, и подставим в (16). После несложных преобразований, выражая K_{01}^+ и K_{01} через константы детально обратных процессов, слабо зависящие от T_e , выводим аналитическую зависимость для расчета T_e

$$T_e = (E_1^+ - E_1 / 2) / \ln [n_e K_{10}^+ g_1^+ \phi / z^3 \gamma (Q K_{10} g_1)^{1/2}] \approx \approx 3.3-3.7 \text{ эВ}, \quad (17)$$

где $\phi = 1-2$ – поправка, учитывающая близость ионного уровня к области ионизационного равновесия, уменьшается в указанных пределах с ростом T_e . Диапазон температур отвечает диапазону токов дуги 200–400 А. Из наиболее надежных измерений абсолютной интенсивности ионной линии 471.3 нм получаются чуть меньшие значения T_e (на ~ 0.1 эВ). Для этого диапазона температур из выражения (16) находим $n \approx (10-5) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Наконец, подставив полученные значения n_e , n и T_e в уравнение (15), для $P = 1$ атм находим $T_a \approx 1.8-2.1$ эВ. Эти величины близки к измеренным по гауссовой полуширине линий HeI значениям $T_a = 20000-25000$ К для токов 200–400 А. Отметим совпадение разностей атомных и электронных температур между токовыми режимами: $\Delta T_e \approx \Delta T_a \approx 0.3-0.4$ эВ.

Данная кинетическая модель, несмотря на свою простоту, отвечает действительности. Условием ее применимости является отсутствие иных источников образования возбужденных атомов и ионов, кроме их неупругого взаимодействия со свободными электронами плазмы, имеющими равновесное (максвелловское) распределение по энергиям с температурой T_e .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гелиевая плазма представляет большой интерес для спектральных исследований, выделяясь из класса сильноионизованных сред наличием неравновесности, обусловленной нарушением детального баланса между процессами ионизации и рекомбинации. Первой причиной ионизационной неравновесности является сильная пространственная неоднородность дугового канала (диаметром около 2 мм), что при высоких переносных свойствах гелия обуславливает достаточно быструю амбиполярную диффузию зарядов. Она уравновешивает мощную при $T_e \approx 3.5$ эВ ступенчатую ионизацию атомов при слабом детально обратном процессе рекомбинации. Второй причиной ионизационной неравновесности является разрушение ионным микрополем плазмы

при плотностях зарядом $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$ верхних возбужденных состояний атомов с энергией ионизации 0–1 эВ, что приводит к резкому спаду заселенностей этих состояний и ослаблению тройной рекомбинации. У водородоподобных ионов He $^{+*}$, напротив, должна существовать припороговая область ионизационного равновесия 0–3 эВ, но ионизационная неравновесность их распределения тоже высока благодаря более быстрой амбиполярной диффузии. Однако наибольшее отклонение от равновесия (в ~ 150 раз) возникает на атомном переходе 0–1 вследствие отрыва основного состояния и легкоионизируемости низковозбужденных атомов.

Недоступные для спектральной диагностики двукратные ионы гелия имеют малую концентрацию ($\sim 10^{-4} n_e$), которую удается оценить двумя методами. Эти оценки существенно упрощаются, а их точность возрастает при наличии данных об относительных населенностях атомного и ионного уровней с равными энергиями ионизации.

Параметры ионизационно неравновесной сильноионизованной плазмы He успешно описывает простая кинетическая модель с использованием МДП, основанная на равенстве потоков возбуждения, ионизации и амбиполярной диффузии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00292.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 378 с.
2. Isakaev E.Kh., Chinnov V.F., Sargsyan M.A., Kavyrshin D.I. Nonequilibrium State of Highly Ionized Helium Plasma at Atmospheric Pressure // High Temp. 2013. V. 51. № 2. P. 141.
3. Jonkers J., Mullen J.A.M. The Excitation Temperature in Helium Plasmas // JQSRT. 1999. V. 61. P. 703.
4. Jonkers J., Marco van de Sande, Sola A., Gamero A., Joost van der Mullen. On the Differences Between Ionizing Helium and Argon Plasmas at Atmospheric Pressure // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. V. 12. P. 30.
5. Jonkers J., Vos H.P.C., van der Mullen J.A.M., Timmermans E.A.H. On the Atomic State Densities of Plasmas Produced by the "Torche a Injection Axiale" // Spectrochimica Acta Part B. 1996. V. 51. P. 457.
6. Goto M. Collisional-Radiative Model for Neutral Helium in Plasma Revisited // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2003. V. 76. P. 331.
7. Fujimoto T. A Collisional-Radiative Model for Helium and its Application to a Discharge Plasma // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1979. V. 21. P. 439.
8. Амиров А.Х., Батенин В.М., Карлашов А.В., Коршунов О.В., Чиннов В.Ф. Спектры излучения пучковой плазмы Xe // ДАН. 1982. Т. 266. № 5. С. 1108.
9. Батенин В.М., Коршунов О.В., Чиннов В.Ф. Эволюция состояний пучковой плазмы инертных газов. "Холодная" квазистационарная плазма // ТВТ. 1986. Т. 24. № 1. С. 9.
10. Белевцев А.А., Исакаев Э.Х., Маркин А.В., Чиннов В.Ф. Спектроскопический анализ пространственных распределений параметров плазмы в высокоэнтальпийных потоках аргона и азота // ТВТ. 2002. Т. 40. № 1. С. 533.
11. Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. Исследование генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 105.
12. Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Мясников М.И., Чиннов В.Ф. Спектральные измерения локальных параметров плазмы с использованием ПЗС-матриц // Опт. и спектр. 2008. Т. 105. № 6. С. 819.
13. Ageev A., Kavyrshin D., Korshunov O., Sargsyan M., Chinnov V. Study of Radial Distribution of Helium Arc Plasma Parameters at Atmospheric Pressure // VIII Intern. Conference Plasma Physics and Plasma Technology. 2015. Sept. 14–18. Minsk, Belarus.
14. Konjevic N., Dimitrijevic M.S., Wiese W.L. Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral Atoms (A Critical Review of Selected Data for the Period 1976 to 1982) // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1984. V. 13. P. 619.
15. Kelleher D.E. Stark Broadening of Visible Neutral Helium Lines in a Plasma // JQSRT. 1981. V. 25. P. 191.
16. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. 551 с.
17. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006. 472 с.
18. Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах / Пер. с англ. Под ред. Б.М. Смирнова. М.: Мир, 1976. 422 с.
19. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издат. Дом "Интеллект", 2009. 736 с.
20. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В. Растворение спектральных линий сложных атомов в слабонеидеальной плазме // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. Вып. 4. С. 727.
21. Гаврилова Т.В. Анализ экспериментальных данных по вероятностям переходов в атомах инертных газов // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. Вып. 3. С. 449.
22. Kobzev G.A., Kurilenkov Yu.K., Norman H.E. К теории оптических свойств неидеальной плазмы // ТВТ. 1977. V. 15. № 1. P. 193.
23. Дьячков Л.Г. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том I. / Под ред. В.Е. Фортова. Раздел III.2.5. Непрерывные спектры. М.: Наука, 2000. 624 с.
24. Дьячков Л.Г. К расчету вероятности разрушения связанных состояний атома в плазменных микрополях // ТВТ. 1997. Т. 35. № 5. С. 823.
25. Батенин В.М., Зродников В.С., Роддатис В.К., Чиннов В.Ф. Спектроскопическое исследование СВЧ-разряда в гелии // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 2. С. 831.
26. Lankin A., Norman G. Density and Nonideality Effects in Plasmas // Contrib. Plasma Phys. 2009. V. 49. № 10. P. 723.