ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2013, том 51, № 2, с. 163–169

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

УДК 535.343

НЕРАВНОВЕСНОСТЬ СИЛЬНОИОНИЗОВАННОЙ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2013 г. Э. Х. Исакаев, В. Ф. Чиннов, М. А. Саргсян, Д. И. Кавыршин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: v_chinnov@oivtran.ru

Поступила в редакцию 29.06.2012 г.

Выполнено спектральное исследование электродуговой плазмы гелия атмосферного давления с концентрацией электронов $n_e \le 10^{17}$ см$^{-3}$ и степенью ионизации ~0.25. Экспериментально установлен характер заселенности уровней HeI с энергией возбуждения 20.96–24.04 эВ, указывающий на невыполнимость закона Больцмана с электронной температурой T_e для описания относительных населенностей возбужденных состояний HeI.

Ввиду экспериментально установленной непригодности модели ЛТР для определения T_e выполнено разделение смешанных контуров линии HeI 1083 нм на лоренцеву и гауссову составляющие. В результате были оценены как слабо исследованная для этой линии константа штарк-эффекта, так и температура тяжелых частиц T_g в плазме по доплеровской компоненте ее гауссовой полуширины. При изменении тока дуги от 200 до 400 А T_g возрастает от 20000 до 25500 К, тогда как температура ионизации при этом возрастает незначительно – от 20000 до 21000 К.

ВВЕДЕНИЕ

В большинстве экспериментальных работ сильноионизованное состояние плазмы гелия (с температурой 20000–50000 К) было получено в условиях импульсного ($\tau_{имп} = 10^{-4}$–10^{-6} мкс) возбуждения [1–4], при котором состояние локального термодинамического равновесия (ЛТР) не устанавливается. В этом случае спектральное определение основных параметров плазмы (прежде всего температуры T_e и концентрации n_e электронов) по ее излучательным характеристикам не может базироваться на модели ЛТР и требует анализа ее ударно-радиационной кинетики [5]. Много исследований гелиевой плазмы было направлено на сопоставление экспериментальных данных и результатов теоретического описания уширения и сдвига линий HeI при значительной концентрации электронов $n_e > 10^{16}$ см$^{-3}$ [4, 6, 7], требующего учета статистического уширения ионами и неадиабатичности [8–10]. Сравнительно простая модель ЛТР [5, 11] оказывается неприменимой и для диагностики стационарной плазмы гелия со значительной степенью ионизации [6]. Причинами отклонения гелиевой плазмы от состояния равновесия (подчиняющегося закону Больцмана и уравнениям Саха с электронной температурой T_e) являются самые высокие пороги возбуждения и ионизации атома HeI и иона HeII, а также высокие значения коэффициентов теплопроводности λ и диффузии D_a плазмы гелия. Анализу причин отклонения сильноионизованной плазмы гелия от состояния ЛТР и особенностей заселения возбужденных состояний HeI посвящены работы [12, 13]. На основе простой кинетической модели в [12] объяснена причина большого расхождения с ожидаемой температурой электронов T_e температуры "возбуждения", измеряемой методом относительных интенсивностей линий HeI, в ряде экспериментальных работ [14–16]:

$$T_{exc} \sim (0.3\text{–}0.4)\ \text{эВ} \ll T_e \sim 2\ \text{эВ}.$$

Следует отметить, что в 5 главе переведенной на английский язык монографии [5] задача о неравновесном заселении возбужденных состояний низкотемпературной плазмы рассмотрена достаточно детально (модифицированное диффузионное приближение – МДП) и в качестве приложения предложен основанный на данном приближенном рассмотрении метод определения температуры и концентрации электронов плазмы по измеренным населенностям группы возбужденных состояний (раздел 5.10.1 в [5]).

В настоящей работе экспериментально реализованы стационарные состояния сильноионизованной плазмы гелия атмосферного давления с концентрацией электронов $n_e \le 10^{17}$ см$^{-3}$, исследованы излучательные свойства такой плазмы, выявлены особенности неравновесного возбуждения и ионизации пространственно неоднородной плазмы гелия с $T_e \approx 2$–3 эВ, обсуждены возможные методы спектрального определения температуры электронов, тяжелых частиц и n_e гелиевой плазмы в отсутствие ЛТР. В результате анализа контуров линий уточнены значения констант

Основные характеристики исследуемых линий гелия

λ_o, нм	Конфигурация	Термы	E_k, эВ	g_k	A_{ki}, 10^7 с$^{-1}$	C_4 [21], 10^{-17} нм см^3	C_4 [9], 10^{-17} нм см^3	C_4 (эксп), 10^{-17} нм см^3
He I								
318.7	$1s2s-1s4p$	$^3S-^3P^o$	23.70	9	0.505	0.778	0.688	0.603
388.8	$1s2s-1s3p$	$^3S-^3P^o$	23.00	9	0.948	0.242	0.234	0.209
396.5	$1s2s-1s4p$	$^1S-^1P^o$	23.74	3	0.695	2.306		1.507
402.6	$1s2p-1s5d$	$^3P^o-^3D$	24.04	15	1.17		5.92	2.492
412.1	$1s2p-1s5s$	$^3P^o-^3S$	23.97	3	0.43	2.222	1.968	
447.1	$1s2p-1s4d$	$^3P^o-^3D$	23.73	15	2.51		2.18	2.821
471.3	$1s2p-1s4s$	$^3P^o-^3S$	23.58	3	1.06	0.956	0.874	0.879
492.2	$1s2p-1s4d$	$^1P^o-^1D$	23.72	5	2.02		3.26	4.134
501.5	$1s2s-1s3p$	$^1S-^1P^o$	23.08	3	1.34	0.854	0.668	0.631
504.7	$1s2p-1s4s$	$^1P^o-^1S$	23.67	1	0.677	1.674	1.512	1.657
587.5	$1s2p-1s3d$	$^3P^o-^3D$	23.07	15	7.06	0.392	0.352	0.290
667.8	$1s2p-1s3d$	$^1P^o-^1D$	23.07	5	6.38	0.982	0.698	0.666
706.5	$1s2p-1s3s$	$^3P^o-^3S$	22.71	4	2.78	0.470	0.470	0.500
728.1	$1s2p-1s3s$	$^1P^o-^1S$	22.91	1	1.81	0.878	0.806	0.904
1083	$1s2s-1s2p$	$^3S-^3P^o$	20.96	9	1.02		0.151	0.273
He II								
320.3	3–5		52.24	50				
468.6	3–4		51.02	32				
656.0	4–6		52.90	72				

штарковского уширения ряда спектральных линий HeI и HeII .

СИСТЕМА СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе исследуется спектр излучения стационарной сильноионизованной плазмы гелия атмосферного давления, генерируемой в плазмотроне постоянного тока (I_D = 100–500 А, U_D = 60–65 В, $L \approx$ 2 см, $\bar{E} \approx$ 30–40 В/см) с расширяющимся анодным каналом и вихревой стабилизацией дуги [17–19].

Исследуемая зона дуги расположена на расстоянии 1–2 мм от острия вольфрамового катода, и ее наблюдение осуществляется через два симметрично расположенных малых отверстия в стенке сопловой части плазмотрона. На входную щель спектрографа ДФС-452 проецируется резкое поперечное изображение горизонтально горящей электрической дуги. На выходе спектрографа располагается система регистрации МОРС-2 [20], состоящая из горизонтальной ПЗС-линейки (для регистрации приосевой области спектра на выбранном спектральном участке протяженностью 25 нм (с решеткой 1200 штр./мм) или 50 нм (с решеткой 600 штр./мм)) и вертикальной ПЗС-линейки (для регистрации хордового распределения интенсивности излучения на выбранной длине волны). При регистрации контуров спектральных линий HeI и HeII входная щель ДФС-452 выбиралась узкой и составляла, как правило, 10–25 мкм при ширине пикселя ПЗС-линейки 8 мкм. С использованием лампы с полым катодом, излучающей узкие спектральные линии шириной не более 0.02 Å, были предварительно установлены аппаратные функции системы регистрации с использованием решетки 1200 штр./мм ($\delta\lambda_{апп} = 0.2 \pm 0.03$ Å) и с использованием решетки 600 штр./мм ($\delta\lambda_{апп} = 0.4 \pm$ $\pm$ 0.05 Å). Спектры плазмы гелия зарегистрированы в диапазоне 270–1100 нм с разрешением 0.1–0.2 Å. Для получения абсолютных интенсивностей излучения в интервале 320–1100 нм использовался спектр излучения вольфрамовой ленточной лампы с яркостной температурой 2400 K. В коротковолновой области спектра 200–390 нм сравнительным эталоном яркости служило излучение дейтериевой лампы.

Для получения обзорных спектров плазмы был использован малогабаритный высокочувствительный оптоволоконный спектрометр AvaSpec-ULS3648TEC, регистрирующий излучение в диапазоне 200–1100 нм с разрешением около 0.3 нм.

Общее число исследованных контуров спектральных линий HeI – около 20, HeII – 3. Характеристики этих линий приведены в таблице.

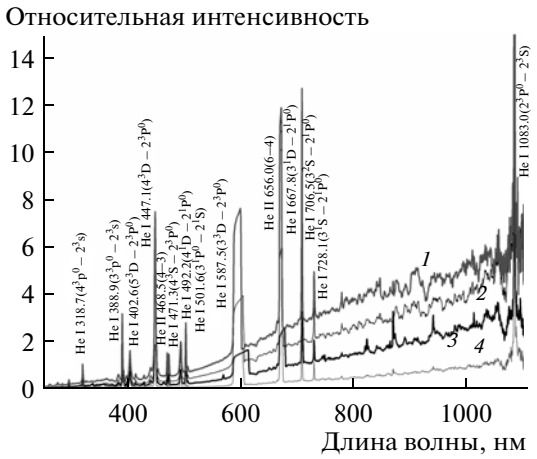

Рис. 1. Обзорный спектр излучения плазмы: *1* – I = = 400 А, *2* – 250, *3* – 200, *4* – 100.

Общая картина спектральных распределений интенсивностей излучения плазмы при различных токах дуги, полученная с помощью спектрометра AvaSpec-ULS3648TEC, представлена на рис. 1. На рис. 2 показаны участки спектров, полученные системой на основе ДФС-452 с высоким спектральным разрешением и содержащие как атомные, так и ионные линии гелия.

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Вертикально ориентированная ПЗС-линейка шириной 200 мкм интегрирует по спектральному участку $\Delta D \sim 3$ Å излучение спектральных линий, ширина которых изменяется от единиц и десятков ангстрем в приосевой области дуги до малых долей ангстрема на периферии. Следовательно, использование вертикальной линейки для получения локальных контуров спектральных линий вследствие большого аппаратного уширения невозможно. Все же полученные хордовые распределения интенсивностей континуума и ряда линий HeI позволили получить важную информацию: при абелевском их преобразовании в радиальные они свидетельствуют о монотонном изменении (падении) как концентрации электронов (тормозное излучение электронов в поле ионов), так и концентрации возбужденных атомов (интенсивность спектральных линий HeI). Это дает основание полагать, что наблюдаемые спектры формируются приосевой областью плазмы, характеризующейся максимальной излучательной способностью.

При наблюдении спектров (см. рис. 2) обращает на себя внимание сравнительно слабое изменение с ростом тока дуги интенсивности линий HeI (и континуума) и наиболее значительное ее увеличение для линии HeII 468.6 нм. Ширина спектральных линий HeI с увеличением тока в диапазоне 100–400 А монотонно возрастает. Измерение концентрации электронов n_e было выполнено с использованием полуширины спектральных линий HeI с преобладающим квадратичным штарк-эффектом и хорошо изученными его константами (линии 318.7, 388.8, 402.6, 471.3, 492.2, 501.5, 667.8, 706.5, 728.1 нм).

Необходимые для нахождения n_e константы штарк-эффекта почерпнуты из работ [21, 22]. При изменении тока дуги от 200 до 400 А концентрация $n_e^{\text{эксп}}$ возрастает от 6.5×10^{16} до 8.0×10^{16} см$^{-3}$, что соответствует весьма незначительному росту температуры ионизации плазмы $T_i = 20$–21 кК.

На рис. 2б видно различие в изменении интенсивностей линии HeII 468.6 и линий HeI 471.3, 492.2 нм и др. с ростом тока, т.е. с увеличением удельного энерговклада jE и концентрации электронов: оно значительно для ионной линии и практически неизменно для атомных линий. Из сравнения интенсивностей ионной и атомной линий (рис. 2) следует, что с увеличением тока от 200 до 400 А рост “температуры возбуждения”

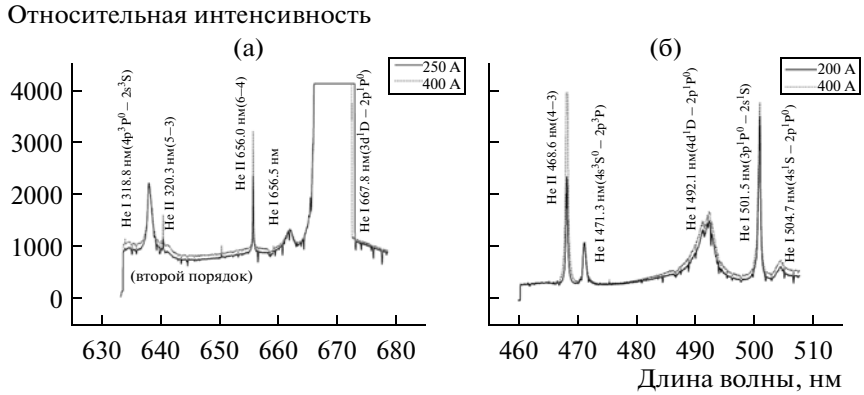

Рис. 2. Контуры спектральных линий HeI и HeII при различных токах дуги: (а) – переналожение I и II порядков дифракции в интервалах 315–340 и 630–680 нм; (б) – участок спектра 460–510 нм.

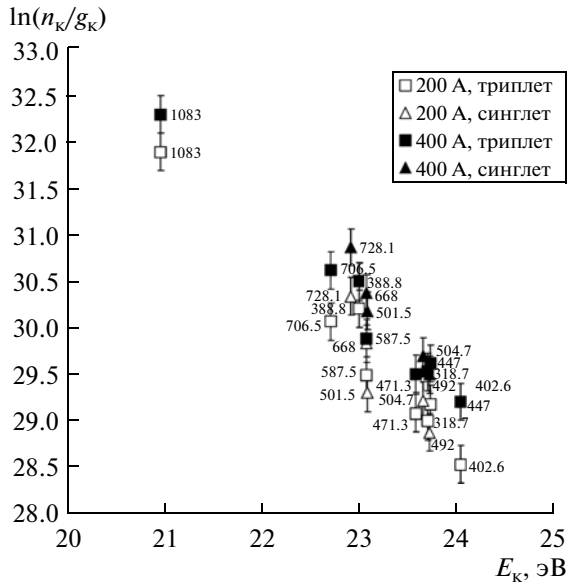

Рис. 3. Населенности состояний HeI, ток – 200 и 400 А.

иона He^+ (в состоянии $n = 4$) оказывается вдвое выше роста "температуры возбуждения" атома He (в состоянии 4^3S). Оценка T_e по отношению интенсивностей $\frac{\text{HeII}}{\text{HeI}}$ в приближении Саха–Больцмана дает значения $T_e^{\text{С-Б}}(0) \approx 2.5 - 3.0$ эВ. Однако следует подчеркнуть, что разумное значение этой оценки является случайным: для исследуемой плазмы ни уравнение Саха, ни закон Больцмана с электронной температурой для атомной и ионной компонент не выполняются.

Проведенный анализ контуров спектральных линий HeI с выделением штарковской составляющей из экспериментальных смешанных (фойгтовских) контуров позволил определить значения констант квадратичного штарк-эффекта для ряда линий гелия. Они приводятся в таблице вместе с их значениями из работ [9, 21].

НАСЕЛЕННОСТЬ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ HeI

Анализ относительных населенностей возбужденных состояний HeI в диапазоне изменения энергий возбуждения E^* от 20.96 до 24.2 эВ (энергия связи $\Delta E = 3.65–0.4$ эВ) показывает (характерный вид такого распределения для токов дуги 200 и 400 А представлен на рис. 3), что для приосевой области исследуемой плазмы характерна неравновесность ионизационного типа. Использование "диффузионного приближения" (раздел 5.4 в работе [5]) при анализе экспериментальных населенностей не приводит к однозначной оценке температуры электронов, представляемой в виде

$$T_e[\chi_m(\Delta E_m/kT_e)].$$

В скобках указана функция $\chi_m(\Delta E_m/kT_e)$, характеризующая неравновесное заселение возбужденных состояний при определяющей роли столкновений с электронами и рассчитанная в [5] в зависимости от отношения энергии связи ΔE_m рассматриваемого m-возбужденного состояния к искомой температуре электронов.

При этом приводимый на рис. 3 вид распределения позволяет оценить "температуру распределения", получаемую формально в предположении квазибольцмановского распределения атомов по тем же состояниям возбуждения, что и в работах [14–16], т.е. без учета заселенности состояния 2^3P с энергией 20.96 эВ. Эта температура составляет $T_{\text{распр}} \approx 0.7$ эВ, что свидетельствует о больших отклонениях заселенностей высоковозбужденных состояний от равновесных (больцмановских с электронной температурой) и коррелирует с низкими (по сравнению с ожидаемыми значениями T_e [12]) значениями температуры "возбуждения" $T_{\text{exc}} \approx 0.4$ эВ, полученными в экспериментах [14–16]. Подчеркнем, что в этих работах энергии связи изменялись в нешироком диапазоне от 1.87 до 0.54 эВ.

Трудности, возникающие при определении температуры электронов методом "больцмановской экспоненты" ввиду непригодности модели ЛТР, удается преодолеть, если использовать для анализа состояния неравновесной плазмы гелия триплет HeI 1083 нм (переход $2^3P–2^3S$). Эта линия позволяет расширить диапазон энергий возбуждения состояний HeI, так как состояние 2^3P имеет самую низкую энергию возбуждения $E^* = 20.96$ эВ из всех наблюдаемых линий HeI, а также выявить доплеровскую составляющую контура линии, ввиду значительности ее полуширины $\delta\lambda_D^{1083} \approx \approx 0.035\sqrt{T_g\,(\text{эВ})}$ (нм) и ее соизмеримости с ожидаемой штарковской составляющей. В отсутствие надежного способа определения T_e нахождение температуры тяжелых частиц T_g приобретает принципиальное значение. Фойгтовский контур инфракрасной линии HeI 1083 нм позволяет по доплеровской составляющей ширины линии оценить температуру тяжелых частиц T_g, которая может служить и ориентиром в оценке электронной температуры T_e. Действительно, в исследованных условиях $I_D = 200–400$ А, $j \approx 3 \times 10^4$ А/см^2, $E \approx 40$ В/см из уравнения баланса

$$jE \geq \mathrm{W}_{\text{el}} = \\ = 3k(T_e - T_g)\frac{m_e}{M}n_e(\langle \upsilon_e\sigma_{ei}\rangle n_i + \langle \upsilon_e\sigma_{e\text{He}}\rangle n_A) \quad (1)$$

следует, что отрыв температур невелик – $(T_e - T_g) \leq \leq 2000$ К. Это является оценкой сверху в предпо-

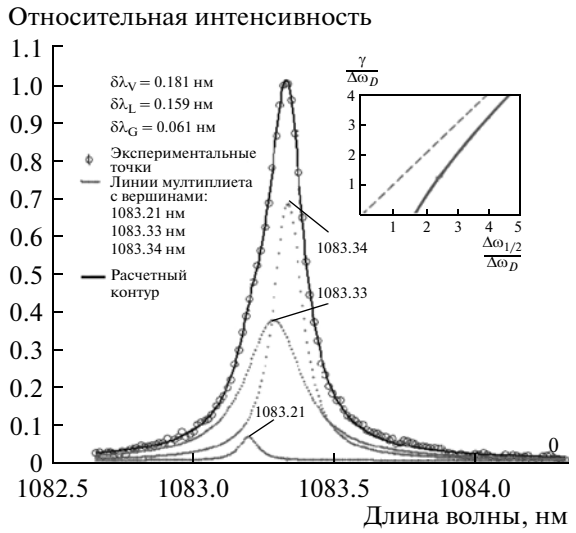

Рис. 4. Фойгтовский контур линии HeI 1083 нм. На вставке справа показана связь между фойгтовской, гауссовой и лоренцевой ширинами [8].

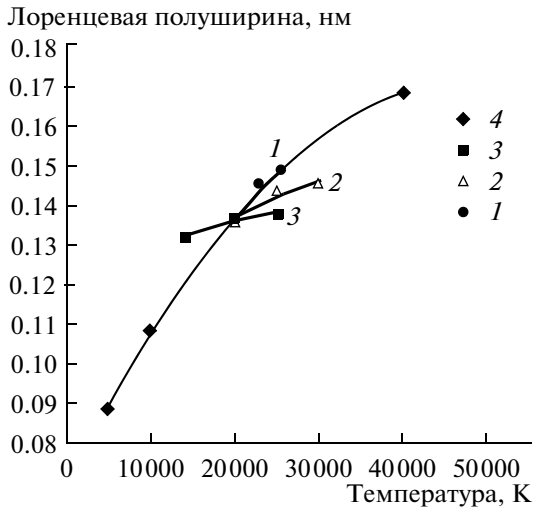

Рис. 5. Определение температуры плазмы из анализа фойгтовских контуров линии HeI 1083 нм: *1* – экспериментальные значения при 20–25.5 кК, *2* – 20–30 кК, *3* – 15–25 кК, *4* – данные [9].

ложении о незначительности роли радиационных потерь в балансе энергии положительного столба дуги гелиевой плазмы [23]. В уравнении (1) учтен упругий обмен энергией электрона с ионами и атомами гелия.

Контуры линии HeI 1083 нм с разрешением около 0.015 нм были исследованы в диапазоне токов 100–400 А при использовании двух раскрытий щели спектрографа $\Delta' = 10$ мкм и $\Delta'' = 30$ мкм, которым соответствовали аппаратные функции системы регистрации $\Delta'_{\text{апп}} = 0.025$ нм и $\Delta''_{\text{апп}} = 0.06$ нм. Анализ контуров выполнялся в предположении описания их функцией Фойгта [8, 11], при этом гауссова полуширина включает аппаратную и доплеровскую составляющие:

$$\delta_G = \sqrt{\Delta^2_{\text{апп}} + \delta\lambda^2_D} = \sqrt{\Delta^2_{\text{апп}} + 0.12T_g(\text{эВ})}.$$

Мультиплетная структура линии HeI 1083 нм, состоящей из показанных на рис. 4 трех компонент с соотношением интенсивностей 1 : 3 : 5, позволяет вследствие близости двух основных составляющих выполнять анализ правого крыла контура как единого, исключая процедуру разделения на компоненты. В результате комплексной обработки контуров линии HeI 1083 нм удается установить зависимость штарковской ширины $\delta\lambda_{\text{St}}$ и доплеровской ширины $\delta\lambda_D$ от тока дуги. Погрешность их установления оценивается в 15 и 20% соответственно. При разделении фойгтовского контура линии HeI 1083 нм на лоренцеву и гауссову составляющие потребовалось задаться видом зависимости константы штарковского уширения от температуры (тока дуги), воспользовавшись данными из [9].

Из анализа уравнения баланса (1) следует, что в области исследуемых параметров плазмы отрыв температуры электронов от температуры тяжелых частиц невелик и для упрощения задачи разделения фойгтовского контура можно принять $T_e = T_g$.

Выявленные при анализе контуров этой линии доплеровские составляющие указывают на то, что при изменении тока дуги от 200 до 400 А температура тяжелых частиц T_g возрастает приблизительно от 20000 до 25500 К, т.е. намного значительней, чем растет температура ионизации. С другой стороны, опираясь на измеренные выше по многочисленным линиям HeI значения концентрации электронов, можно получить значение константы штарковского уширения этой мало исследованной линии при среднем значении измеренной “газовой” температуры $T_g \approx 23000 \pm 3000$ К:

$$C^{1083}_{\text{St}} = 0.27\ \text{Å}/(10^{16}\ \text{см}^{-3}).$$

Численное решение задачи о разделении контуров линии HeI 1083 нм на лоренцеву (штарковскую) и гауссову (доплеровскую) составляющие с учетом температурных зависимостей этих компонент проиллюстрировано на рис. 5.

С использованием результатов Грима [9], содержащих температурную зависимость константы штарк-эффекта, была построена опорная линия изменения лоренцевой (штарковской) полуширины с температурой, которая включает в себя и измеренный рост с током дуги (температурой плазмы) концентрации электронов (тонкая линия на рис. 5). По экспериментальным значениям фойгтовских полуширин методом последовательных приближений были найдены такие значения лоренцевых и гауссовых полуширин (и температур, однозначно зависящих от тока дуги,

в предположении $T_e \approx T_g = T$), которые обеспечивают совпадение искомых значений лоренцевой составляющей с ходом опорной линии. Наилучшее согласие с ее ходом обеспечили значения: $T = 20000$ K для тока 200 А, $T = 23000$ K для тока 300 А и $T = 25500$ K для тока 400 А (выделенный участок *1* на рис. 5). Для иллюстрации высокой чувствительности использованного метода выявления температурной зависимости штарковской полуширины от выбора диапазона температур на рис. 5 показаны отрезок *2*, который отображает названную зависимость при выборе интервала температур 20000–30000 K, и отрезок *3*, соответствующий выбору интервала 15000–25000 K.

Еще одну оценку приосевых температур можно выполнить, опираясь на результат решения приближенного интегрального соотношения (14.22) из [23], справедливого для каналовой модели дуги:

$$\int_{T_w}^{T_0} \sigma(T)\lambda(T)dT = \frac{IE\sigma_0}{4\pi}. \quad (2)$$

Здесь T_0 и σ_0 – температура и проводимость приосевой области плазменного столба, T_w – температура стенки плазмотрона. Необходимые для решения (2) температурные зависимости λ, σ, сечений процессов взяты из [22, 24–26]. В итоге изменение тока дуги от 200 до 400 А согласно каналовой модели с использованием экспериментальных данных о радиусе дуги и ее электрических характеристиках приводит к росту температуры в приосевой области гелиевой плазмы от 22000 до 26000 K. Эта оценка находится в хорошем соответствии с результатами анализа контуров линии HeI 1083 нм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выполнен анализ контуров пятнадцати спектральных линий HeI и механизмов их уширения. По штарковской ширине линий HeI, для которых имеет место надежное согласие расчетно-теоретических [21, 27] и экспериментальных [6] значений констант квадратичного штарк-эффекта, в приосевой области плазмы измерена концентрация электронов. Она возрастает от 6.5×10^{16} до 8.0×10^{16} см$^{-3}$ при росте тока дуги от 200 до 400 А. Такой рост n_e соответствует возрастанию температуры ионизации He от 20000 до 21000 K.

2. Анализ относительных заселенностей возбужденных состояний HeI и HeII указывает на то, что для уровней возбуждения с энергией связи порядка kT_e модель ЛТР для оценки температуры электронов не применима.

3. На основе измерения n_e и контуров линий HeI выполнен критический анализ литературных данных о константах квадратичного штарк-эффекта исследованных линий гелия.

4. Программный анализ совокупности смешанных контуров линии HeI 1083 нм позволил разделить их на лоренцеву (штарковское уширение) и гауссову ($\delta\lambda_G = \sqrt{\delta_{\text{апп}}^2 + \delta\lambda_D^2}$) составляющие. В результате для этой линии были оценены как константа штарк-эффекта, так и температура тяжелых частиц T_g в плазме по доплеровской компоненте ее гауссовой полуширины. При изменении тока дуги от 200 до 400 А T_g возрастает от 20000 до 25500 K.

5. Состояние сильноионизованой плазмы гелия вблизи катода сильноточной электрической дуги характеризуется небольшой неизотермичностью ($(T_e - T_g)^{\max} \le 2000$ K) и существенным ее отклонением от ионизационного равновесия, состоящим как в значительной перенаселенности основного состояния гелия по сравнению с равновесной его населенностью при электронной температуре, так и невыполнимостью закона Больцмана с электронной температурой для описания относительных населенностей возбужденных состояний HeI.

Таким образом, для плазмы гелия атмосферного давления с температурой электронов ~2–3 эВ и концентрацией электронов $(6–8) \times 10^{16}$ см$^{-3}$ экспериментально установлена непригодность модели ЛТР для определения T_e. Необходимо развитие иных методов измерения этого важнейшего параметра неравновесной и пространственно неоднородной плазмы гелия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Botticher W., Roder O., Wobig K.H.* Messung der Übergangswahrscheinlichkeiten, Halbwertsbreiten und Verschiebungen von HeI-Linien // Zs. Phys. 1963. V. 175. P. 480.
2. Диагностика плазмы / Под ред. Хаддлстоуна Р., Леонарда С. М.: Мир, 1967.
3. *Vitel Y., Bezzari M.El., D'yachkov L.G., Kurilenkov Yu.K.* Emission from Weakly Nonideal Plasmas Produced in Flash Lamps // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. № 6. P. 7855.
4. *Suemitsu H., Iwaki K., Takemoto Y., Yoshida E.* Behavior of Allowed (4^3D–2^3P) and Forbidden (4^3F–2^3P) Components of the He 4472 A Line in High Electron Density He Z-Pinch Plasmas // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1990. V. 23. P. 1129.
5. *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
6. *Kelleher D.E.* Stark Broadening of Visible Neutral helium Lines in a Plasma // JQSRT. 1981. V. 25. P. 191.
7. *Heading D.J., Marangos J.P., Burgess D.D.* Helium Spectral Lineshapes in a Dense, Cool, z-Pinch Plasma // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992. V. 25. P. 4745.

8. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Физмат, 1963. 640 с.
9. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1977.
10. *Буреева Л.А., Лисица В.С.* Возмущенный атом. М.: ИздАТ, 1997. 464 с.
11. Методы исследования плазмы / Под ред. Лохте-Хольтгревена В. М.: Мир, 1971. 552 с.
12. *Jonkers J., Mullen J.A.M.* The Excitation Temperature in Helium Plasmas // JQSRT. 1999. V. 61. P. 703.
13. *Jonkers J., van de Sandle M., Sola A., Gamero A., van der Mullen J.* On the Differences between Ionizing Helium and Argon Plasmas at Atmospheric Pressure // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. V. 12. P. 30.
14. *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.
15. *Tanabe K., Haraguchi H., Fuwa K.* Some Spatial Characteristics of an Atmospheric Pressure Helium Microwave-Induced Plasma // Spectrochimica Acta. 1983. V. 38B. № 1/2. P. 49.
16. *Sturgeon R.E., Willie S.N., Luong V.T.* Characteristic Temperatures in a FAPES Source // Spectrochimica Acta. 1991. V. 46B. № 6/7. P. 1021.
17. *Исакаев Э.Х., Григорьянц Р.Р., Спектор Н.О., Тюфтяев А.С.* Влияние раскрытия канала выходного электрода на характеристики плазмотрона // ТВТ. 1994. Т. 32. № 4. С. 627.
18. *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.
19. *Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Спектор Н.О., Тюфтяев А.С., Тазикова Т.Ф., Хачатурова А.Г.* Исследования генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода // ТВТ. 2010. Т. 48. № 6. С. 816.
20. *Белевцев А.А., Исакаев Э.Х., Маркин А.В., Хаймин В.А., Чиннов В.Ф.* Анализ метрологических возможностей сильноточной дуги в плазмотронах с расширяющимся каналом // ТВТ. 2000. Т. 38. № 5. С. 693.
21. *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.
22. Низкотемпературная плазма Т. 1. Теория столба электрической дуги / Под ред. Энгельшта В.С., Урюкова Б.А. Новосибирск: Наука, 1990. 376 с.
23. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 756 с.
24. *Спитцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. М.: Изд-во иностр. лит., 1957. 112 с.
25. *Drawin H.W., Emard F.* Collisional-Radiative Volume Recombination and Ionization Coefficients for Quasi-Stationary Helium Plasmas // Z. Phys. 1971. V. 243. P. 326.
26. *Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л.* Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. М.: Наука, 2008. 264 с.
27. *Konjevic N., Roberts J.R.* A Critical Review of the Stark Widths and Shifts of Spectral Lines from Non-Hydrogenic Atoms // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1976. V. 5. P. 209.