

УДК 537.523.5;533.93

## СИЛЬНОИОНИЗОВАННАЯ ДУГОВАЯ ПЛАЗМА He. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В УСЛОВИЯХ НЕРАВНОВЕСНОСТИ И ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ МИКРОПОЛЕЙ

© 2019 г. О. В. Коршунов<sup>1</sup>, В. Ф. Чиннов<sup>1</sup>, Д. И. Кавыршин<sup>1</sup>, \*<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

\*E-mail: dimakav@rambler.ru

Поступила в редакцию 22.05.2018 г.

После доработки 22.05.2018 г.

Принята к публикации 10.10.2018 г.

Предложены методы спектрального измерения  $T_e$  в сильноионизованной неравновесной плазме He атмосферного давления, основанные на сопоставлении интенсивностей атомной и ионной линий с использованием целого комплекса экспериментальных данных (прежде всего,  $n_e$ ). Большой энергетический зазор между излучающими уровнями HeI и HeII (более 50 эВ) и учет неравновесности, проявляющейся в перезаселенности атомных уровней относительно ионных, позволяют сделать надежные и простые оценки  $T_e$ , особенно если энергии ионизации излучающих уровней атома и иона близки по величине. Для практического использования рекомендованы три пары линий HeI и HeII, наблюдаемых в спектральном диапазоне 200–1100 нм. Получены радиальная и временная (при квазистационарном импульсном подогреве электродуговой плазмы) зависимости  $T_e$  в диапазоне осевых значений 3.2–4.7 эВ.

DOI: 10.1134/S004036441902008X

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье продолжено изложение результатов экспериментально-теоретического исследования сильноионизованной дуговой плазмы He атмосферного давления, начатое в [1], где на основании целого комплекса полученных данных рассмотрена природа неравновесности плазмы и особенности ее кинетики и спектральной диагностики, связанные с этой неравновесностью. Установлено, что большое влияние на параметры плазмы оказывает ее слабая неидеальность и поперечная неоднородность. Высоковозбужденные уровни разрушаются плазменным микрополем, а заряженные частицы выносятся из узкого плазменного канала радиусом  $\sim 1$  мм радиальным потоком амбиполярной диффузии. В распределении атомов и ионов по возбужденным уровням наблюдается сильная ионизационная неравновесность с большим отрывом основного состояния, что обуславливает трудности спектральных измерений параметров плазмы из-за неприменимости равновесных соотношений.

Равновесная плазма гелия в схожих условиях высокой степени ионизации плотностью  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и температурой 2.5–5.5 эВ исследовалась в работах [2, 3], где были достаточно надежно измерены температура и концентрация электронов.

В данной работе с целью развития экспериментальной диагностики плазменных параметров в неравновесных условиях исследованы воз-

можности спектрально-кинетических методов определения температуры электронов неравновесной сильноионизованной плазмы He.

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ И ИОННЫХ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ И ТРУДНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ $T_e$

На рис. 1 приведены кривые характерных распределений заселенностей атомов и ионов иссле-

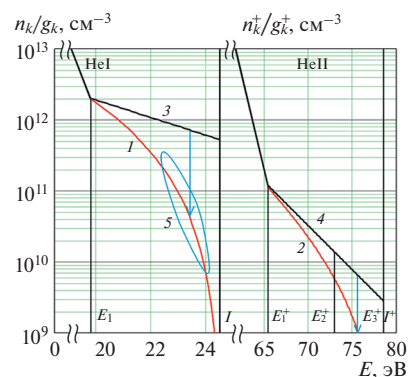
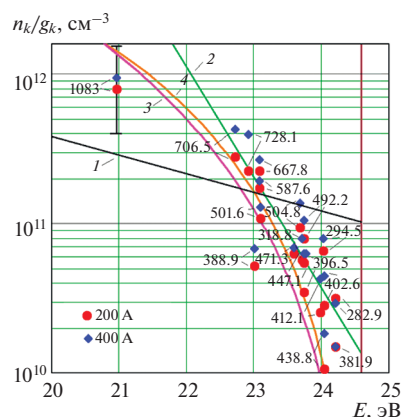


Рис. 1. Неравновесные заселенности уровней HeI (1) и HeII (2); 3, 4 — равновесные распределения Больцмана; изломы в порогах возбуждения HeI и HeII отражают перезаселенность основных состояний; 5 — область уровней атома, с которых наблюдается излучение; средняя недозаселенность уровней характеризует длина отрезков со стрелками.



**Рис. 2.** Распределение атомов гелия по возбужденным состояниям: цифры – длины волн регистрируемых линий в нм; 1 – ионизационное равновесие при  $n_e = 9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 3.5 \text{ эВ}$ ; 2 – равновесная аппроксимация заселенностей высоковозбужденных состояний с температурой распределения  $T_p = 0.6 \text{ эВ}$ ; 3, 4 – аппроксимация с учетом ионизационной неравновесности при  $T_e = 2$  (3) и 5 эВ (4); вертикальная прямая – порог ионизации.

дуемой плазмы гелия по возбужденным состояниям ( $g_k$  – статвес уровня  $k$ ). Излучающие уровни находятся на участках, сильно отклоняющихся от равновесных бoльцмановских прямых  $\ln(n_k/g_k)$ , и метод определения  $T_e$  по наклону этих прямых неприменим.

Бликий к равновесному участок распределения заселенностей между первым и вторым возбужденными уровнями иона HeII использовать, к сожалению, не удастся, так как соответствующие линии лежат в далекой УФ-области спектра, недоступной для обычной спектроскопии. В доступной спектральной области УВИ-диапазона имеется всего три ионные линии [4] (надежно регистрируется только одна: 468.6 нм, переход 3–2).

Участок распределения заселенностей возбужденных атомов гелия, который удалось получить экспериментально в электродуговой плазме атмосферного давления с током 200 и 400 А [1, 4], показан на рис. 2.

За исключением важного для анализа уровня с минимальной энергией возбуждения  $E = 20.96 \text{ эВ}$ , отстоящего от границы ионизации на 3.6 эВ (его заселенность определялась по абсолютной интенсивности линии HeI 1083 нм, переход  $2^3P \rightarrow 2^3S$ ), остальные исследованные уровни возбуждения  $3^1S$ ,  $3^3S$ , ...  $5^3D$  занимают небольшой диапазон энергий возбуждения ( $\Delta E_{\text{изл}} \approx 1.5 \text{ эВ}$ ), находящийся вблизи границы ионизации, где, как уже отмечалось, сильно ионизационная неравновесность. Формально определенная по заселенностям этих состояний температура распределения неправдоподобно мала (0.6 эВ), что является ха-

рактерным для заселенности высоковозбужденных состояний ионизационно неравновесной плазмы [5].

Для описания подобных неравновесных распределений наиболее разработанной методикой является модифицированное диффузионное приближение (МДП), предельно упрощающее решение системы кинетических уравнений баланса для заселенностей возбужденных состояний [5]. В рамках МДП-модели совокупность дискретных энергетических уровней высоколежащих связанных состояний подменяется непрерывным распределением, которое описывается собственно диффузионным приближением, применимым в области малых энергетических зазоров между уровнями:  $E_{i1} < T_e$ . Для рассматриваемых  $T_e = 3\text{--}4 \text{ эВ}$  область применимости этого приближения охватывает все возбужденные уровни атома и возбужденные ионные уровни, начиная с третьего. Правда, диффузионное приближение становится более грубым при такой электронной температуре, поскольку она соизмерима с энергией связи электрона в возбужденном состоянии и прямые процессы ионизации и рекомбинации могут давать большой вклад [6]. Однако это единственная возможность с точностью до двух численно описать сложную поуровневую кинетику электрон-атомных процессов с огромным множеством переходов между электронными состояниями, включая возбуждение, девозбуждение, ионизацию и рекомбинацию, сечения которых неизвестны и вряд ли смогут быть измерены экспериментально.

Математическим следствием диффузионной модели является коэффициент ионизационной неравновесности – функция, определяющая отличие заселенности уровня от равновесного бoльцмановского значения [5]:

$$\chi(x) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t} t^{1.5} dt, \quad (1)$$

где  $x = I_k/T_e$ ,  $I_k$  – энергия ионизации уровня. В соответствии с (1)  $\chi = 1$  при  $x > 5$ . При  $x < 5$  функция  $\chi(x) < 1$  и быстро спадает по мере уменьшения  $x$ . Поскольку в пренебрежении тройной рекомбинацией заселенности уровней пропорциональны  $\chi$  [5], то это означает, что уровни  $k$  при  $I_k < 5T_e$  ионизационно недозаселены и тем сильнее, чем меньше  $I_k$  (см. рис. 1 и 2).

Попробуем применить этот подход к рассматриваемому случаю (рис. 2):  $I_k = 0.38\text{--}3.62 \text{ эВ}$ , что при  $T_e \approx 3.5 \text{ эВ}$  соответствует малым  $x_k \sim 0.1\text{--}1$  и еще более малым  $\chi_k = \chi(x_k) = 10^{-3}\text{--}10^{-1}$ . Резкий спад заселенности к порогу ионизации свидетельствует о том, что рекомбинация слаба и уровни заселяются потоком ступенчатой ионизации. Тогда распределение возбужденных атомов опи-

сывается первым членом правой части формулы (5.39) в [5]:

$$y_{k1} = n_k/n_k^0 = \chi_k/\chi_1, \quad (2)$$

где  $n_k^0$  — равновесное значение заселенности уровня  $k$  относительно первого уровня возбуждения.

На рис. 2 показана аппроксимация экспериментальных точек с помощью этой формулы. К сожалению, она дает близкие распределения в широком диапазоне  $T_e$ . На рисунке видно, что различия даже при большом изменении температуры (от 2 до 5 эВ) составляют всего ~30%. При обычном экспериментальном разбросе данных такая слабая чувствительность метода к изменению температуры электронов делает его пригодным лишь для грубого определения диапазона ее возможных значений.

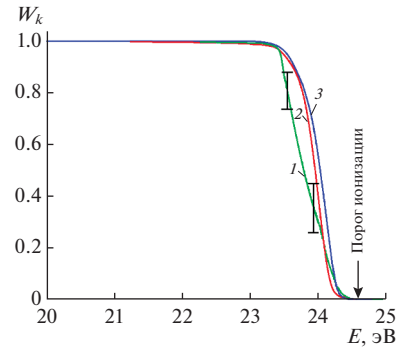
Столь слабая зависимость распределения от  $T_e$  является следствием взаимной компенсации зависимостей  $n_k^0(T_e)$  и  $\chi_k(T_e)$ . Если равновесная составляющая заселенности увеличивается с ростом  $T_e$ , то неравновесная составляющая почти настолько же уменьшается. Причиной попадания в такую “мертвую” зону является также малый диапазон энергий излучающих атомных уровней  $\Delta E_{\text{изл}} = 3.24 \text{ эВ} \approx T_e \approx 3.5 \text{ эВ}$ . Условием же успешного применения данного метода является большая величина этого диапазона

$$\Delta E_{\text{изл}} \gg T_e. \quad (3)$$

Однако главная причина расхождения формулы (2) и экспериментальных данных на рис. 2 заключается, по-видимому, во влиянии плотностных эффектов [7–11]. Дело в том, что заселение тройной рекомбинацией высших уровней  $k$  описывается равновесным соотношением

$$n_k^0 = n_e^2/K_{k0}(T_e), \quad (4)$$

где  $K_{k0}(T_e)$  — константа ионизационного равновесия между  $k$ -м уровнем атома и основным состоянием иона [5]. Рассчитанная по формуле (4) прямая 1 на рис. 2 соответствует распределению заселенностей в идеальной плазме с теми же  $n_e$  и  $T_e$ . Она проходит выше кривой  $n_k/g_k$  для большинства регистрируемых уровней, что связано с разрушительным действием микрополя плазмы [8–10, 12, 13] и подробно рассмотрено в [1, 11]. Здесь важно отметить отсутствие равновесной связи между  $n_k/g_k$  и  $n_e$ , вызванное частичным или полным (для самых верхних уровней) разрушением уровней [1, 7, 11]. Следовательно, распределение заселенностей возбужденных атомов определяется более сложным образом, чем в рамках диффузионного приближения по формуле (2), особенно в основной области регистрации уровней  $I_k = 0.38\text{--}1.87 \text{ эВ}$ . Это видно из рис. 3, где приведены вероятности сохранения уровней  $w_n$  в рас-



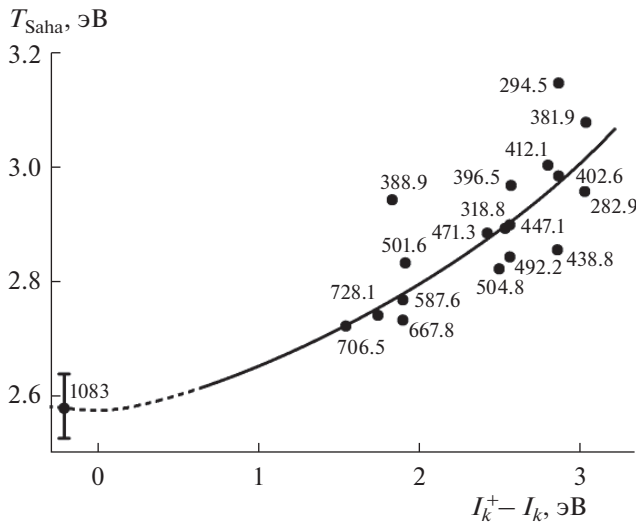
**Рис. 3.** Вероятности реализации уровней при воздействии квазистатического плазменного микрополя: 1 — экспериментальное значение  $n_k/n_k^0$ , соответствующее рис. 2; 2 — расчет по [12] с использованием распределения Хольцмарка для плазменного микрополя; 3 — эмпирическая формула [13].

сматриваемой плазме. Тем не менее аппроксимация (2) лучше описывает экспериментальные точки, чем равновесное распределение с  $T_p = 0.6 \text{ эВ}$  (см. рис. 2). Она дает в два-три раза заниженные значения  $n_k/g_k$ , по-видимому, из-за неучета вклада рекомбинационного заселения верхних уровней.

Таким образом, несмотря на некоторую возможность математического учета ионизационной неравновесности при анализе заселенностей возбужденных уровней, ни ионный, ни атомный линейчатый спектр по отдельности не пригодны для надежного определения температуры электронов по относительным интенсивностям линий.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ $T_e$ ПО ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ИНТЕНСИВНОСТЯМ ЛИНИЙ HeI И HeII

Проведенный анализ указывает выход из данного затруднения, состоящий в совместном исследовании атомных и ионных уровней. Преимущество альтернативного метода определения  $T_e$  по отношению интенсивностей атомной и ионной линий заключается в уменьшении влияния погрешности измерений интенсивностей спектральных линий на итоговый результат за счет большого энергетического зазора между исследуемыми излучающими уровнями атома и иона (более 50 эВ). Аналогичные измерения  $T_e$  проводились в равновесной плазме [2] с несколько большими плотностями ( $1.3\text{--}3.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и температурами (25000–40000 К) при сравнении интенсивностей всего двух линий — ионной HeII 468.6 нм и атомарной HeI 587.6 нм. Однако в рассматриваемых условиях для выявления типа и масштаба неравновесности в распределении возбужденных атомов и ионов требуется измерить интенсивности всех доступных спектральных линий (рис. 2), а также концентрацию электронов. Тогда отклоне-



**Рис. 4.** Зависимость равновесной температуры  $T_{\text{Saha}}$ , рассчитанной по (6) при  $F_{ji} = 1$ , от разности энергий ионизации уровней HeI и уровня HeII (переход 468.6 нм); указаны длины волн использованных спектральных линий HeI (нм), кривая — аппроксимация полученных значений.

ния от равновесия можно с известной степенью точности учесть. Для этого понадобится провести более углубленный кинетический анализ заселения атомных и ионных уровней.

В условиях ионизационной неравновесности концентрации возбужденных атомов и ионов связаны выражением

$$n_i^+ n_e F_{ji} = n_j K_{ji}(T_e), \quad (5)$$

где

$$K_{ji} = \frac{2g_i^+}{g_j} \left( \frac{2\pi m T_e}{h^2} \right)^{1.5} \exp\left(-\frac{E_{ji}}{T_e}\right).$$

— константа ионизационного равновесия между атомным и ионным уровнями,  $F_{ji} > 1$  — фактор неравновесности, отличающий уравнение (5) от равновесного соотношения (4) и представляющий собой перезаселенность  $j$ -го уровня атома относительно  $i$ -го уровня иона. Структура фактора неравновесности рассмотрена ниже.

Из (5) получаем формулу для экспериментального определения  $T_e$ :

$$T_e = E_{ji} \ln^{-1} \left[ \frac{2(2\pi m T_e)^{1.5}}{F_{ji} \gamma_{ji} n_e h^3} \right], \quad (6)$$

где  $E_{ji}$  — энергетический зазор между исследуемыми излучающими уровнями атома и иона,  $\gamma_{ji} = n_i^+ g_j / n_j g_i^+$  — величина, определяемая по соотношению интенсивностей линий иона  $W_{in} = n_i^+ A_{in} / \lambda_{in}$  и атома  $W_{jk} = n_j A_{jk} / \lambda_{jk}$ :

$$n_i^+ / n_j = \gamma_{ji} g_i^+ / g_j = W_{in} \lambda_{in} A_{jk} / W_{jk} \lambda_{jk} A_{in}, \quad (7)$$

$\lambda$  — длины волн,  $A$  — вероятности оптических переходов, соответствующих регистрируемым спектральным линиям.

Учет фактора неравновесности в (6) дает следующую температурную поправку:

$$\Delta T = T_{\text{Saha}} (E_{ji} / T_{\text{Saha}} \ln F_{ji} - 1)^{-1}. \quad (8)$$

Здесь  $T_{\text{Saha}}$  — значение температуры при саха-больцмановском равновесии (при  $F_{ji} = 1$ ).

В итоге температура электронов будет всегда больше равновесного значения  $T_{\text{Saha}}$ :

$$T_e = T_{\text{Saha}} + \Delta T. \quad (9)$$

На рис. 4 показана зависимость  $T_{\text{Saha}}$  от разности энергий ионизации атомных уровней и возбужденного уровня иона, соответствующего излучательному переходу с длиной волны 468.6 нм ( $n = 4$ , энергия ионизации — 3.4 эВ), выявляющая влияние неравновесности на температуру даже при выборе для спектральной диагностики разных атом-ионных пар. Кроме этой переменной составляющей фактора неравновесности, существует и другая, постоянная составляющая, обусловленная характерным для атомов HeI и ионов HeII большим отрывом основного состояния от блока возбужденных состояний [1]. Этот отрыв делает невозможным распространение диффузионного приближения на основные состояния HeI и HeII, связь с которыми будем рассчитывать в МДП [5].

## ФАКТОР НЕРАВНОВЕСНОСТИ

Выведем уравнение для фактора неравновесности. Запишем заселенности возбужденных атомов и ионов в диффузионном приближении (2) в пренебрежении вкладом тройной рекомбинации и с учетом вероятности сохранения атомных уровней от воздействия микрополя плазмы. Для атомов

$$n_j = n_1 (g_j \chi_j / g_1 \chi_1) w_j \exp[-(E_j - E_1) / T_e], \quad (10)$$

для ионов

$$n_i^+ = n_1^+ (g_i^+ \chi_i^+ / g_1^+ \chi_1^+) \exp[-(E_i^+ - E_1^+) / T_e]. \quad (11)$$

Здесь  $\chi_i^+ = \chi^+(I_i^+ / T_e)$  и  $\chi_j = \chi(I_j / T_e)$  —  $\chi$ -функции для излучающих  $i$ -го уровня иона и  $j$ -го уровня атома;  $I_i^+$  и  $I_j$  — их энергии ионизации;  $g_i^+$  и  $g_j$  — статвеса соответственно;  $\chi_1$  и  $\chi_1^+$  —  $\chi$ -функции первых возбужденных состояний атома и иона;  $w_j$  — вероятность существования уровня  $j$  атома в микрополе плазмы по рис. 3 (для ионов  $w_i \approx 1$  [1]).

Входящие в (10) и (11) концентрации атомов и ионов в нижних возбужденных состояниях эмис-

сионными спектральными способами измерить невозможно. Найдем связь  $n_j$  и  $n_i^+$  с измеренными параметрами  $n$  и  $n_e = n^+$  соответственно. Это требует учета обнаруженного в [1] отклонения от больцмановского равновесия между основным и возбужденным состояниями атомов и ионов, которое в силу своей величины можно назвать “отрывом” основного состояния. Его характеризует приведенная заселенность основного состояния 0 относительно нижнего возбужденного состояния 1, найденная в [1] с использованием МДП (см. в [1] выражения (5) для  $y_{01}$  атомов и (6) для  $y_{01}^+$  ионов). При  $T_e = 3.5$  эВ расчеты дают  $y_{01} = 150$ ,  $y_{01}^+ = 5$  [1]. С учетом этого перезаселения основных состояний выражения (10) и (11) преобразуются в

$$n_j = n(g_j \chi_j / g_0 \chi_1 y_{01}) w_j \exp(-E_j / T_e), \quad (12)$$

$$n_i^+ = n^+(g_i^+ \chi_i^+ / g_0^+ \chi_1^+ y_{01}^+) \exp(-E_i^+ / T_e). \quad (13)$$

Подставляя их в (5), найдем фактор неравновесности

$$F_{ji} = y_{0i}^+ / y_{ej}^2, \quad (14)$$

где  $y_{0i}^+ = y_{01}^+ \chi_1^+ / \chi_i^+$  – приведенная заселенность  $i$ -го уровня иона относительно его основного состояния,  $y_{ej}^{-2} = n_j w_j K_{j0} / n_e^2$  – приведенная заселенность  $j$ -го уровня атома относительно свободных состояний электрона (и основного состояния иона) с поправкой  $w_j$ .

Нетрудно видеть, что числитель и знаменатель полученного соотношения вместе составляют перезаселенность  $j$ -го уровня атома относительно  $i$ -го уровня иона. Покажем, как можно сделать простую оценку этого соотношения, используя измеренное распределение  $n_k / g_k$ .

Рассмотрим фактор неравновесности на конкретном примере близких по длине волны линий HeII 468.6 нм и HeI 471.3 нм с энергиями ионизации излучающих уровней атома  $I_j = 1$  эВ и иона  $I_i^+ = 3.4$  эВ. Для  $y_{01}^+$  используем приведенную выше оценку  $\sim 5$ , а также учтем двукратное перезаселение относительно (13) ионного уровня, находящегося на границе ионизационного равновесия [1], так что  $y_{0i}^+ \approx y_{01}^+ \chi_1^+ / 2 \chi_i^+ \approx 14$  при  $T_e \approx 3.5$  эВ. Величину  $y_{ej}^2$  оценим по экспериментальным данным следующим образом.

Из рис. 2 видно, что рассматриваемый уровень атома в идеальной плазме должен находиться на прямой ионизационного равновесия  $n_k^0 / g_k$ , соответствующей измеренным  $n_e$  и  $T_e$  плазмы, т.е.  $y_{ej}^2 = 1$ . Недозаселенность уровня, вызванная плазмен-

ными микрополями, определяется вероятностью его существования:  $w_j \approx 0.85$  [12, 13] (см. кривые 2, 3 на рис. 3). Однако, сопоставляя приведенные на рис. 2 заселенности  $n_k^0$  и  $n_k$ , легко видеть, что в действительности  $w_j \approx 0.5$  (кривая 1 на рис. 3). Дело в том, что определенная так величина  $w_j$ , в отличие от указанной выше в [12, 13], не является индивидуальной характеристикой уровня из-за его взаимосвязи с другими уровнями, которые тоже разрушаются и могут иметь еще меньшую вероятность существования [1].

Таким образом,  $y_{ej}^{-2} = w_j \approx 0.5$ . В соответствии с формулой (14) получаем для этой пары линий фактор неравновесности  $F_{ji} \approx 7$ .

Теперь можно найти температурную поправку для рассматриваемого примера. Экспериментально полученные равновесные температуры  $T_{\text{Saha}}$  для токов 200 и 400 А равны 2.93 и 3.07 эВ соответственно. Энергетический зазор между уровнями  $E_{ji} = 52$  эВ. Температурная поправка (8) и температура электронов (9) для данного фактора неравновесности принимают следующие значения:

$$\Delta T \approx 0.4 \text{ эВ: } T_e \approx 3.3 \text{ эВ для } 200 \text{ А,}$$

$$\Delta T \approx 0.5 \text{ эВ: } T_e \approx 3.6 \text{ эВ для } 400 \text{ А.}$$

Итак, равновесная по Саха температура заселения возбужденных атомов и ионов систематически занижена относительно температуры электронов. Занижение обусловлено большим значением фактора неравновесности  $F_{ji} \gg 1$  и практически всегда имеет место при неравновесности ионизационного типа.

### СПОСОБЫ РАСЧЕТА $T_e$ ПО ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ИНТЕНСИВНОСТЯМ ЛИНИЙ

Формулы (6)–(9) и (14) имеют ясный физический смысл и дают представление о влиянии неравновесности на  $T_e$ . Оценка температуры электронов основывается на минимально возможном наборе экспериментальных данных: значениях  $n_e$  и  $\gamma_{ji}$ . Сопоставим ее с величинами, которые можно получить другими способами в том же приближении (МДП).

Более простую формулу, но с включением зависимости от  $n$ , можно найти из выражений (12), (13), разделив их друг на друга и используя отношение интенсивностей линий (7). В результате получаем аналогичное (6) выражение, связывающее общие параметры плазмы  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $n$  и отношение интенсивностей атомной и ионной линий:

$$T_e = (E_i^+ - E_j) \ln^{-1} \left[ \frac{n_e}{2n \gamma_{ji} f_{ji}} \right]. \quad (15)$$

Здесь фигурирует неполный фактор неравновесности

$$f_{ji} = F_{ji}/y_{0e}^2 = y_{0i}^+/y_{0j}, \quad (16)$$

представляющий собой отношение перезаселенностей основных состояний иона  $y_{0i}^+$  и атома  $y_{0j}$  относительно исследуемых излучающих уровней  $i$  и  $j$  соответственно. Оценки по этой формуле дают такие же значения температуры электронов, что и вышеприведенные.

Числитель правой части (15) почти вдвое меньше, чем в (6). Реальная же температурная зависимость втрое слабее равновесной, поскольку под логарифмом стоят еще экспоненциальные температурные зависимости, входящие через константы ионизации в  $y_{01}^+$  и  $y_{01}$ . Во столько же раз возрастает погрешность измерения температуры в неравновесных условиях.

Запишем эту температурную зависимость, оставляя под логарифмом лишь слабую функцию  $T_e$ .

Подставляя в (16)  $y_{01}$  и  $y_{01}^+$  из (5) и (6) [1], получим для  $f_{ji}$  простое выражение

$$f_{ji} = \frac{g_0 g_0^{++}}{(g_0^+)^2} \left( \frac{E_1^+}{E_1} \right)^3 \frac{\chi_j}{\chi_i^+} w_{ji} \exp\left( \frac{I_1 - I_1^+}{T_e} \right), \quad (17)$$

в котором, кроме экспоненты, осталась лишь одна температурная функция  $\chi_j/\chi_i^+$ . Здесь кулоновские логарифмы представлены эмпирическими зависимостями  $\Lambda_0 \sim (T_e/E_1)^2$  и  $\Lambda_0^+ \sim (T_e/E_1^+)^2$ , соответствующими приведенному в [5] графику  $\Lambda(T_e/E)$  в рассматриваемых диапазонах энергий  $E_1$ ,  $E_1^+$  и  $T_e$ . Подставляя фактор (17) в (15) и вынося экспоненту из-под знака логарифма, находим простое выражение для расчета  $T_e$  в неравновесных условиях

$$T_e = (E_i^+ - E_j - I_1^+ + I_1) \ln^{-1} \left[ 2 \frac{n_e}{n} \left( \frac{E_1}{E_1^+} \right)^3 \frac{\chi_i^+}{\gamma_{ji} w_{ji} \chi_j} \right]. \quad (18)$$

Сюда входят только отношения величин, определяемых как экспериментально ( $\gamma_{ji}$  и  $n_e/n$ ), так и теоретически ( $E_1/E_1^+$  и  $\chi_i^+/\chi_j$ ). Отношение  $\chi_i^+/\chi_j$  является единственной функцией  $T_e$ , оставшейся под логарифмом.

Расчеты по (18) дают для выбранной выше пары уровней с большой разницей энергий ионизации ( $I_j = 1$  эВ для атома и  $I_i^+ = 3.4$  эВ для иона), но малой — длин волн излучения (волновой промежуток всего 2.7 нм, что позволяет провести надежные измерения) заниженное значение температуры электронов  $T_e \approx 3$  эВ, почти равное равновесному значению  $T_{\text{Saha}}$ , полученному без учета

неравновесности. Это обусловлено, по-видимому, чувствительностью (18) к экспериментальной и теоретической ошибке и, в частности, близостью атомного уровня к ионизационному порогу, где заметный вклад в заселенность может давать рекомбинация. При этом  $\chi_i^+/\chi_j \approx 13$ .

При равных энергиях ионизации невысоко возбужденные уровни находятся в близких условиях и оценки по формуле (18) должны быть более надежны. Кроме того, они еще более упрощаются. Полагая в (18)  $\chi_j = \chi_j^+$  при  $I_j = I_i^+$ , получаем

$$T_e = (E_i^+ - E_j - I_1^+ + I_1) \ln^{-1} \left[ 2 \frac{n_e}{n \gamma_{ji}} \left( \frac{E_1}{E_1^+} \right)^3 \right]. \quad (19)$$

Эту формулу можно также получить из формулы (16) в [1]. Соответствующие уровни атома и иона с близкими энергиями ионизации 3.6 и 3.4 эВ зарегистрированы в спектрах излучения. Оценки температуры с использованием этих уровней в (19) получаются несколько ниже, чем по (9):  $T_e \approx 3.1-3.5$  эВ для токов 200–400 А. Это занижение обусловлено тем, что зависимости (18) и (19) наиболее чувствительны к экспериментальной и теоретической погрешностям, но они ценны тем, что наиболее адекватно отражают зависимость  $T_e$  от измеряемых параметров плазмы.

#### ИЗМЕРЕНИЕ $T_e$ ПО АБСОЛЮТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИОННОЙ ЛИНИИ, ГРАФИКИ ТЕМПЕРАТУРЫ

Абсолютная калибровка измерительной системы и проведение обратного преобразования Абеля для зарегистрированных на матрицу Andor интегральных по линии наблюдения интенсивностей исследуемых линий [1, 14] позволили получить радиальные распределения заселенности излучающих атомных и ионных уровней, что открывает возможность расчета  $T_e$  непосредственно по (12) и (13). Атомные уровни, к сожалению, использовать не удастся в силу большой погрешности в определении заселенности основного состояния и его “отрыва” от блока возбужденных состояний. Надежно регистрируемая ионная линия HeII 468.6 нм дает такую возможность. Из (13) следует выражение для температуры электронов

$$T_e = E_i^+ / \ln \left( n^+ g_i^+ / n_i^+ g_0^+ y_{0i}^+ \right) = 3.2-3.6 \text{ эВ}. \quad (20)$$

Численные значения отвечают тем же, что и выше, значениям  $n^+ = n_e$  и  $y_{0i}^+$  и заселенности  $n_i^+ = (1-5) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$  третьего возбужденного уровня иона с энергий ионизации 3.4 эВ и статвесом  $g_i^+ = 32$ , вычисленной по абсолютной интенсивности линии HeII 468.6 нм для диапазона токов дуги 200–400 А. Эти значения получены с наименьшими поправками на неравновесность и яв-

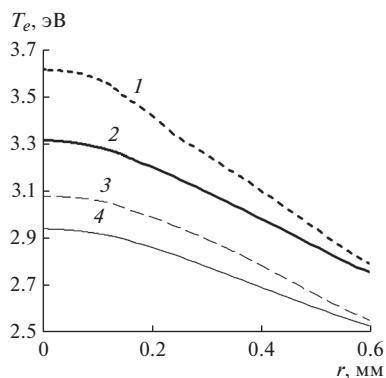


Рис. 5. Радиальное распределение температуры электронов (1, 2) в сравнении с равновесными распределениями (3, 4) при токах 400 (1, 3) и 200 А (2, 4).

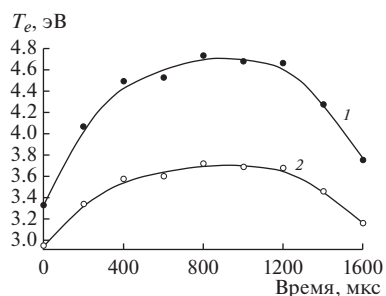


Рис. 6. Изменение температуры электронов в дуге при квазистационарном импульсном подогреве (1) по сравнению с  $T_{\text{Saha}}$  (2), рассчитанной по соотношению интенсивностей линий HeI 492.2 и HeII 468.6 нм.

ляются наиболее надежными. Отличия их от предыдущих оценок (9) и (19), а также (17) из [1] невелики:  $\pm 0.1$  эВ.

Рассчитанные по (9) значения  $T_e$  в зависимости от радиуса приведены на рис. 5 вместе с равновесными значениями  $T_{\text{Saha}}$ . Систематическое занижение, обусловленное пренебрежением фактором неравновесности, составляет 12–16%.

На рис. 6 приведены зависимости от времени  $T_e$  и  $T_{\text{Saha}}$ , рассчитанные по соотношению интенсивностей линий HeI 492.2 и HeII 468.6 нм при наложении на стационарно горящую дугу импульса тока от источника питания ГОС-301, представляющего собой батарею из 20 соединенных параллельно конденсаторов емкостью 100  $\mu\text{Ф}$  каждый [14]. Необходимость импульсного подогрева для достижения более высоких температур плазмы мотивирована в первую очередь высокими переносными коэффициентами исследуемой плазмы, прежде всего теплопроводности гелия [15]. Быстро растущая с температурой теплопроводность не позволяет наращивать мощность плазмотрона в стационарном режиме до очень высоких энергокладов из-за разрушения стенок

анодного канала дуги. Для того чтобы нагрев мог считаться квазистационарным, длительность импульса тока задавалась  $\sim 1$  мс.

При дополнительном импульсном подогреве достигается температура электронов  $T_e \approx 4.7$  эВ. Температурная поправка в максимуме составляет около 1 эВ (27%).

Кажущаяся небольшой разница  $T_e$  и  $T_{\text{Saha}}$  в рассматриваемой плазме с большими порогами возбуждения  $E_1$  и  $E_1^+$  приводит к значительным отличиям в кинетике заселения блока возбужденных уровней. Наибольшее влияние температурная поправка оказывает на скорости возбуждения основных состояний атома и иона, которые для представленного на рис. 5 и 6 диапазона температур возрастают в 2–5 (HeI) и 5–15 (HeII) раз.

Таким образом, несмотря на некоторую сложность оценки фактора неравновесности, анализ, основанный на соотношении интенсивностей атомной и ионной линий, по сравнению с другими спектральными методами определения  $T_e$ , дает самые лучшие результаты, уступающие только методу абсолютной интенсивности.

#### ПЕРЕМЕННАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ФАКТОРА НЕРАВНОВЕСНОСТИ

Проанализируем соотношение функций, входящее во все полученные выше выражения для расчета фактора  $F_{ji}$  и  $T_e$ . Как видно из (17) и (18), оно в конечном итоге сводится к отношению  $\chi_i^+/\chi_j$ , которое представляет собой переменную составляющую фактора неравновесности, так как зависит от выбранных для анализа уровней.

Большие значения  $\chi_i^+/\chi_j \gg 1$  в рассмотренном выше примере означают большую ионизационную недозаселенность слабосвязанного атомного уровня, чем ионного. Такая картина характерна для любой плазмы с ионной компонентой излучения, поскольку излучающие атомы имеют, как правило, меньшую энергию ионизации, чем ионы, вследствие протяженных областей изменения энергии  $E_i^+$  возбужденных уровней ионов (в гелии 13.6 эВ).

Рис. 1 иллюстрирует ионизационную неравновесность возбужденных атомов и ионов. Отклонение от равновесной заселенности у излучающих атомов больше, чем у ионов.

Отношение  $\chi$ -функций принимает самый простой вид при соотношении интенсивностей линий излучения атомных и ионных уровней с одинаковыми энергиями ионизации. При этом  $\chi_j/\chi_i^+ = 1$  и МДП имеет наибольшую точность. Фактор неравновесности (как и температура электронов, см. (17), (18)), вообще перестает за-

Пары линий HeI и HeII для определения  $T_e$

№ пары	Длина волны $\lambda_0$ , нм	$A_{jk}$ , $10^7 \text{ c}^{-1}$ [16]	$g_j, g_i^+$	$E_j, E_i^+$ , эВ	$I_j, I_i^+$ , эВ	Энергетический зазор, $E_{ji}$ , эВ
1	HeI 1083.3	1.02	9	20.96	3.62	54.64
	HeII 468.6	14.38	32	51.02	3.40	
2	HeI 706.5	2.78	4	22.72	1.87	54.11
	HeII 320.3	5.50	50	52.24	2.18	
3	HeI 667.8	6.38	5	23.07	1.52	54.43
	HeII 656.4	1.78	72	52.91	1.51	

висеть от  $\chi$ -функций. Это упрощает расчеты  $T_e$ , а также  $n^{++}$  [1].

Три пары линий атома и иона с близкими энергиями ионизации излучающих уровней приведены в таблице. В данной работе зарегистрировать удалось только первую пару. Следует отметить, что ионные уровни из двух других пар, возможно, попадают в область ионизационного равновесия, что потребует уточнения оценок.

Переменную составляющую фактора неравновесности характеризует рис. 4. На нем приведена зависимость равновесной температуры  $T_{\text{Saha}}$  от разности энергий ионизации излучающих ионов и атомов в диапазоне  $I_k^+ - I_k = 1.5-3$  эВ и при  $I_k^+ - I_k \approx 0$ . При уменьшении  $I_k^+ - I_k$  равновесная температура спадает с 3.2 до 2.6 эВ, отвечая в минимуме значению  $\chi_i^+/\chi_j = 1$ . В отрицательной области оси абсцисс экспериментальных данных нет. Поэтому фактор неравновесности  $F_{ij}$  при  $I_k^+ - I_k \approx 0$  достигает своего максимального значения  $\sim 10^2$ , а температурная поправка почти 0.8 эВ. Пологий характер полученной кривой при малых значениях аргумента позволяет полагать  $\chi_i^+/\chi_j \approx 1$  в большой окрестности нулевого значения  $|I_k^+ - I_k| \leq 0.3$  эВ. С учетом этого разность энергий  $|I_k^+ - I_k|$  из таблицы не превышает 0.3 эВ.

Итак, для спектральной диагностики неравновесной разрядной плазмы гелия необходимо вводить поправки к равновесным соотношениям. Предлагаемый метод спектрального измерения  $T_e$  может быть распространен на любые, в том числе, пространственно-неоднородные среды, содержащие в спектрах излучения атомные и ионные линии. Условие применимости приведенных выше выражений является отсутствие иных источников образования возбужденных атомов и ионов, кроме неупругого  $e-a$ ,  $e-i$  взаимодействия со свободными электронами плазмы, имеющими равновесное распределение по энергиям с температурой  $T_e$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перегретая дуговая плазма гелия атмосферного давления с большой поперечной неоднородностью является уникальным объектом для спектральных исследований, сочетая в себе высокую концентрацию электронов, свойственную равновесной сильноионизованной плазме, и большую ионизационную недозаселенность возбужденных частиц, свойственную неравновесной слабоионизованной плазме. Если в первой вопросы измерения температуры электронов по интенсивностям излучения спектральных линий решаются легко, то во второй они практически не решаются. Сочетание двух противоположных свойств обуславливает особенности спектральной диагностики  $T_e$  в рассматриваемой плазме. Измерения  $T_e$  оказываются возможными благодаря сильной ионизации гелия с появлением ионных линий излучения в доступной для регистрации области спектра. Соотношение между интенсивностями атомных и ионных линий служит основой спектрального метода измерения  $T_e$ , не уступающего по точности методам равновесной плазмы.

В настоящем исследовании применялись три метода оценки  $T_e$  с использованием МДП по данным спектральных измерений.

1. Формула (6) с фактором неравновесности (14), основанная на минимальных экспериментальных данных, включающих относительные интенсивности атомной и ионной линий, концентрацию электронов и вероятность сохранения атомного уровня при воздействии плазменного микрополя. Единственная теоретическая величина — это перезаселенность основного состояния иона относительно излучающего ионного уровня  $y_{0i}^+$ .

2. Формула (18), основанная на измеренных относительных интенсивностях атомной и ионной линий, а также концентраций электронов и атомов. Теоретической величиной является отношение перезаселенностей основных состояний атомов и ионов относительно их излучающих уровней. Лучшие результаты получаются при рав-



ных энергиях ионизации этих уровней. Дает заниженные значения  $T_e$ .

3. Формула (20), основанная на измеренных значениях концентрации электронов и абсолютной интенсивности ионной линии; единственная входящая в нее теоретическая величина  $y_{0i}^+$ . Ее использование дает наиболее надежные значения  $T_e = 3.2\text{--}3.6$  эВ (при токах 200–400 А), практически совпадающие со значениями, полученными первым методом.

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

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коршунов О.В., Чиннов В.Ф., Кавыркин Д.И. Сильноионизованная дуговая плазма He. Неравновесность, неидеальность и кинетика // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 164.
2. 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.
3. Buscher S., Glenzer S., Wrubel Th., Kunze H.-J. Profiles of the He I  $2^3P\text{--}3^3D$  Line at High Densities // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 1995. V. 54. № 1/2. P. 73.
4. Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Саргсян М.А., Кавыркин Д.И. Неравновесность сильноионизованной гелиевой плазмы атмосферного давления // ТВТ. 2013. Т. 51. № 2. С. 163.
5. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
6. Голубков Г.В., Егоров В.В., Кузнецов Н.М. О роли прямых переходов в континуум при термической ионизации атомов электронами // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 3. С. 579.
7. Lankin A., Norman G. Density and Nonideality Effects in Plasmas // Contrib. Plasma Phys. 2009. V. 49. № 10. P. 723.
8. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В. Растворение спектральных линий сложных атомов в слабонеидеальной плазме // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. № 4. С. 727.
9. Кобзев Г.А., Куриленков Ю.К., Норман Г.Э. К теории оптических свойств неидеальной плазмы // ТВТ. 1977. Т. 15. № 1. С. 193.
10. Дьячков Л.Г. Раздел III. 2.5. Непрерывные спектры // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводн. т. I / Под ред. Фортова В.Е. М.: Наука, 2000. С. 391.
11. Дьячков Л.Г., Кавыркин Д.И., Коршунов О.В., Чиннов В.Ф. Особенности распределения заселенностей атомных уровней в сильноионизованной дуговой плазме гелия // ТВТ. 2018. Т. 56. № 4. С. 631.
12. Дьячков Л.Г. К расчету вероятности разрушения связанных состояний атома в плазменных микрополях // ТВТ. 1997. Т. 35. № 5. С. 823.
13. Гаврилова Т.В. Анализ экспериментальных данных по вероятностям переходов в атомах инертных газов // Опт. и спектр. 1992. Т. 73. № 3. С. 449.
14. Chinnov V.F., Kavyrshin D.I., Ageev A.G., Korshunov O.V., Sargsyan M.A., Efimov A.V. Study of Spatial Distributions of Highly Ionized Nonequilibrium Helium Plasma at Atmospheric Pressures // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 774. 012200.
15. Спутцер Л. Физика полностью ионизованного газа / Под ред. Левина М.Л. М.: Мир, 1965.
16. Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3), 2015. <http://physics.nist.gov/asd>