

Плотность атомов и скорость диффузии в сильноионизованной неоднородной плазме гелия

О. В. Коршунов¹, Д. И. Кавыршин^{2,1} и В. Ф. Чиннов^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Московский энергетический институт (технический университет), Красноказарменная ул., 14, Москва 111250, Россия

E-mail: dimakav@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 1 июля 2024 г.

Аннотация. На основе решения задачи о диффузии в тринарной (трехкомпонентной) смеси ионизованного газа, подтвердившего применимость бинарной (двухкомпонентной) модели диффузии, получено простое решение задачи о пространственном распределении плотности атомов в плазменном потоке цилиндрической симметрии. Оно применено к сильноионизованной электродуговой плазме Не при неравновесных условиях преобладания диффузии в рекомбинационной кинетике электрон-ионного газа, находящегося в бинарной смеси с атомами. Концентрация атомов оказывается намного выше термодинамически равновесной, а ее радиальный рост приводит плазму к промежуточному состоянию, близкому к изобарическому равновесию при малых токах дуги и изохорическому — при больших. Высокая плотность атомов исследуемой плазмы экспериментально подтверждена. Найдены радиальные распределения скоростей поперечной диффузии атомов и ионов с электронами. Большие величины этих скоростей (100–400 м/с) обуславливают особенности сильноточного разряда в потоке Не атмосферного давления, включая перемешивание в движущейся плазме. <https://doi.org/10.33849/2024201>

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с конечностью размеров лабораторной электроразрядной плазмы существенную роль в ее ионизационном балансе играют диффузионные потери заряженных частиц на стенки камеры. Это приводит к тому, что равновесные методики описания таких плазменных объектов оказываются неприменимыми. Например, исследования сильноионизованной плазмы Не в стабилизированных дуговых разрядах, начатые еще в 60-х годах прошлого века [1–12] и продолженные в 10-х годах нынешнего в ОИВТ РАН [13–20], привели к обнаружению резкого спада распределения возбужденных атомов вблизи границы ионизации [2, 8, 10, 11, 14, 17–19]. Такую неравновесность во многих работах [2, 9, 11, 12, 14, 18], связывают с амбиполярной диффузией ионов и электронов, однако, авторам неизвестны попытки включения процессов диффузионного переноса в кинетическую модель неравновесной плазмы.

В данной статье кинетическая модель совместно учета процессов переноса и неупругого электрон-атомного взаимодействия применяется к плазме гелия атмосферного давления с высокими значениями концентрации электронов ($n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$), степени ионизации ($n_e/n \sim 1$), и температуры ($T \approx 3 \text{ эВ}$), движущейся в узком канале дугового плазмотрона постоянного тока диаметром $d = 4\text{--}5 \text{ мм}$. Результаты ее экспериментально-теоретического исследования представлены в серии работ [14–19]. Полученные распределения атомов по электронным уровням свидетельствовали, что радиальная неоднородность даже такого сравнительно плотного и высоко ионизованного газа приводит к сильной ионизационной неравновесности (термин научной школы профессора Л.М. Бибермана [21, 22]: неравновесность ионизационного типа обусловлена превышением ионизации над рекомбинацией). Было показано, что причинами подавления тройной рекомбинации являются поперечная диффузия и неидеальность плазмы [18, 19, 23].

При этом атомов в плазме значительно больше, чем было бы в состоянии ЛТР (локального термодинамического равновесия), и их роль в неравновесной кинетике пространственно-неоднородной плазмы возрастает, но измерить их концентрацию в основном состоянии методами эмиссионной спектроскопии не представилось возможным. Для ее нахождения на основе спектральных данных [14–16, 18, 19] о радиальных профилях концентрации и температуры электронов в работе [20] была построена кинетическая модель баланса атомов при встречной радиальной диффузии атомов и заряженных частиц. Кинетика переходов между электронными состояниями Не рассматривалась в модифицированном диффузионном приближении (МДП) [21, 22].

Совместно (амбиполярно) диффундирующие ионы и электроны рассматривались в [20] как один газ, так что газокинетическая теория переноса Чепмена–Энскога [24, 25] применялась к их бинарной смеси с атомами, а их средняя масса полагалась равной половине массы иона $M/2$, что является достаточно грубым приближением. Недавно вышедшая работа [26], подтверждая применимость бинарной модели диффузии к ионизованным простым (одноатомным) газам, дает более точное решение данной диффузионной задачи, которое и будет использовано в настоящей работе. Целью ее является определение, в условиях ионизационной неравновесности, радиального распределения плотности атомов в осесимметричных плазменных потоках по радиальным профилям плотности и температуры электронов, вполне доступным для современной спектральной диагностики. В качестве примера рассматривается стабилизированная круговым движением газа сильноточная гелиевая дуга в плазмотроне с расширяющимся каналом [13]. Тем самым проведенная в [18, 19] спектральная диагностика этой дуги распространяется на основное состояние атомов, труднодоступное для экспериментальных измерений.

Будем учитывать, как и в [20], только радиальную диффузию, поскольку сильная неоднородность существует только в направлении, поперечном дуговому каналу. Для подтверждения этого будут получены скорости диффузии нейтральных и заряженных частиц и сопоставлены со скоростями продольного движения. Плазму будем считать однотемпературной, как и в [20].

2. ДИФФУЗИЯ И ПЛОТНОСТЬ АТОМОВ

В стационарной неоднородной плазме с сильной ионизационной неравновесностью при отсутствии рекомбинации в низко лежащее основное состояние возникает замкнутая цепочка потоков, связывающая процессы переноса с неупругим $e - a$ взаимодействием, преобладающим при больших n_e . Ионизация возбужденных атомов сопровождается амбиполярной диффузией зарядов на стенку со встречной диффузией атомов к оси разряда, которая и уравнивает электронное возбуждение атомов (подробнее см. [20]). Одним из звеньев кинетической цепочки является стационарное уравнение неразрывности для атомов:

$$-\operatorname{div}(n(\mathbf{V} + \mathbf{V}_a)) = K_{01}n_en - K_{10}n_en_1 \quad (1)$$

где $\mathbf{V}$ — общая скорость потока плазмы, $\mathbf{V}_a$ — скорость диффузии атомов к центру дуги, $K_{01} = K_{01}(T)$ — сильно зависящая от T константа скорости возбуждения электронами атома He из основного состояния [21, 22] (см. также (4) в [20]), K_{10} — константа скорости де-возбуждения нижних уровней с плотностью n_1 . Ниже будет показано, что в рассматриваемых неравновесных условиях быстрой радиальной диффузии скоростью $\mathbf{V}$ в левой части и де-возбуждением атомов в правой можно пренебречь. Тогда уравнение (1) существенно упрощается:

$$-\operatorname{div}(n\mathbf{V}_a) \approx K_{01}n_en, \quad (2)$$

где диффузионный поток определяется выражением для бинарной смеси атомов и ионов:

$$nV_a = -D(N^2/(n_e + n))\nabla(n/N), \quad (3)$$

полученным в [26] в результате упомянутого общего решения диффузионной задачи в тринарной смеси с учетом электронов (см. (27) в [26]). Здесь $N = n + 2n_e$ — общая плотность плазмы, $D = \frac{3\sqrt{2\pi}}{16} \frac{v}{N\sigma} = D_0/N$ — коэффициент диффузии в бинарной смеси атомов и ионов, $v = \sqrt{2T/m}$ и m — тепловая скорость и масса атома (иона) He, $\sigma \approx 3 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ — транспортное сечение рассеяния атома He на его ионе (и наоборот) [20], основной вклад в которое вносит резонансная перезарядка ионов на атомах [27, 28]. В соответствии с выводами [26] термодиффузия незначительна, а диффузионная сила определяется только градиентом атомной доли n/N .

Дифференцируя атомную долю и обозначая производную по радиусу r знаком $'$, представим плотность потока диффузии (3) в виде:

$$nV_a = -2D_0(n_en' - nn_e')/(n + n_e)N. \quad (4)$$

По сравнению с уравнением (7) из [20] здесь учтена полная масса иона, в том числе приведенная для $i - a$ столкновений, и величина N вместо $n + n_e$. Эти отличия раз-

нонаправлены и в совокупности почти компенсируют друг друга в рассматриваемых условиях. Так, скорости диффузии V_a вообще совпадают на всех радиусах с точностью до 2%. Однако в уравнении неразрывности (1) плотность потока (4) дифференцируется и указанное изменение зависимости от плотностей частиц приводит, как будет видно из дальнейшего, к заметным изменениям результатов решения.

В уравнении (4) есть только одна неизвестная зависимость $n = n(r)$, тогда как параболические радиальные профили концентрации и температуры электронов $n_e = n_e(r)$ и $T = T(r)$ для осесимметричных разрядов известны экспериментально [19, 20, 28]. В диапазоне радиусов $r = 0 - 0.5$ мм рассматриваемой дуги эти профили, приведенные на рисунках 1 и 2 в [20], могут быть выражены присущими дуге квадратичными аппроксимациями:

$$n_e(r) = n_e^0(1 - (r/r_e)^2), \quad T(r) = T^0/(1 + (r/r_T)^2). \quad (5)$$

Параметры аппроксимации для исследованных в [14–19] токовых режимах дуги 200–400 А таковы: концентрация и температура электронов в центре разряда $n_e^0 = (8.66 - 9.39) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 3.32 - 3.62$ эВ, характерные радиусы плазменного канала для концентрации и температуры электронов $r_e \approx 0.8 - 0.85$ мм и $r_T \approx 1.26 - 1.05$ мм. Здесь и далее верхним индексом “0” отмечаются параметры при $r = 0$.

Квадратичные зависимости от радиуса (5) характерны для разрядов, имеющих цилиндрическую симметрию [28], по крайней мере, в их центральной части, как это имеет место в дуговом канале, исследованном в [14–19]. Поэтому они достаточно универсальны, отличаясь для разных разрядов только постоянными аппроксимации: характерными радиусами и параметрами плазмы на оси, что позволяет применить данный подход к широкому диапазону условий. В соответствии с [20] аналитическое решение уравнения (2) относительно плотности атомов n тоже представляет собой параболическую зависимость:

$$n(r) = n^0(1 + (\xi - 1)\left(\frac{r}{r_e}\right)^2), \quad (6)$$

где $\xi > 1$ — физическая постоянная дуги, зависящая только от параметров плазмы на оси [20]. Это позволяет множество значений $n(r)$ заменить двумя неизвестными величинами: плотностью атомов на оси разряда n^0 и постоянной ξ . Тогда $n(r)$ и $n_e(r)$ в уравнении (4) легко дифференцируются:

$$nV_a = -4D_0n_en^0\xi \frac{r}{r_e^2(n + n_e)N}. \quad (7)$$

Подставим (7) в уравнение (2), которое запишем в цилиндрических координатах:

$$-\operatorname{div}(nV_a) = \frac{4n_en^0\xi}{r_e^2r} \left(\frac{D_0r^2}{(n + n_e)N} \right)' = K_{01}n_en. \quad (8)$$

Взяв входящую в него производную, получаем окончательно

$$\frac{8n_en^0\xi D_0}{r_e^2(n_e + n)N} \left(\frac{N^0}{N} + \frac{n_e^0 + n^0}{n_e + n} - 1 - \frac{T}{2T^0} \frac{r^2}{r_T^2} \right) = K_{01}n_en. \quad (9)$$

(Последний, самый малый член в скобках, возникает из-за дифференцирования корневой зависимости D_0 от T . Это выражение заметно отличается от полученного ранее решения (см. (11) из [20])).

Теперь надо ответить на вопрос, существуют ли такие значения n^0 и ξ , при которых сложное трансцендентное равенство (9) с экспериментальными n_e и T выполняется во всем рассматриваемом диапазоне $r = 0-0.5$ мм. Для нахождения двух неизвестных достаточно решить уравнение (9) на двух радиусах, а затем убедиться, что найденные решения удовлетворяют равенству (9) при всех r .

Выберем для этого крайние точки области определения аппроксимаций (5). При $r = 0$ из (9) находим искомую постоянную как функцию n^0 и других параметров плазмы на оси дуги (сумма отношений в скобках равна 1):

$$\xi = K_{01}^0(n^0 + n_e^0)N^0 \frac{r_e^2}{8D_0^0}, \quad (10)$$

при $r \neq 0$ возьмем отношение (9) к (10), исключая ξ :

$$\begin{aligned} & \frac{K_{01}(T)}{K_{01}(T^0)} \frac{n_e n(n_e + n)N}{n_e^0 n^0 (n_e^0 + n^0)N^0} \sqrt{\frac{T^0}{T}} \\ &= \frac{N^0}{N} + \frac{n_e^0 + n^0}{n_e + n} - 1 - \frac{T}{2T^0} \frac{r^2}{r_e^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Это трансцендентное уравнение связывает сильную температурную функцию K_{01}/K_{01}^0 с четырьмя отношениями концентраций, в которые входят искомые n^0 и n .

Еще одно неизвестное исключается подстановкой (10) в (6), позволяющей выразить $n(r)$ через n^0 . В уравнении (11) неизвестной остается только величина n^0 . Ее численный расчет в другой крайней точке аппроксимации $r = 0.5$ мм для токов дуги $I = 200-400$ А дает величины:

$$n^0 = (8.7-5.25) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad (12)$$

в ~ 500 раз превышающие равновесные при данных n_e и T значения. Подставляя найденные значения n^0 в равенство (11) при любом другом $r < 0.5$ мм, убеждаемся в его выполнении с точностью до 1%. Это означает справедливость представления $n(r)$ в виде параболической зависимости (6). При этих n^0 для указанного диапазона токов дуги из (10) следует:

$$\xi = 3.6-5.45. \quad (13)$$

Сравнивая (5) и (6), нетрудно видеть, что плотность атомов зависит от радиуса намного сильнее, чем плотность электронов. С ростом тока дуги эта зависимость усиливается почти пропорционально I .

Измеренные и рассчитанные параметры рассматриваемой плазмы представлены в таблице 1.

Сравнение результатов с полученными в [20] значениями показывает, что расхождение зависимостей (11) из [20] и (9) приводит к большей на $\sim 10\%$, чем в [20], плотности атомов на оси. На столько же возрастает постоянная ξ , усиливая зависимость $n(r)$, так что при $r = 0.5$ мм атомов больше уже на $\sim 20\%$. Но самое главное изменение претерпевает пе-

репад давления на радиусах $0-0.5$ мм. Он составляет $\Delta p = 0.09$ атм (200 А) и $\Delta p = 0.18$ атм (400 А). Явно выражена понятная тенденция приближения к изобарическому равновесию с уменьшением тока дуги, тогда как в [20] везде получалось изохорическое равновесие $N \approx \text{const}$ и почти одинаковый перепад давления $\Delta p \approx 0.2$ атм. (Радиальный перепад давления обусловлен стабилизирующей дугу закруткой потока газа вокруг оси канала при впуске, более подробно см. [13, 20]).

Полученный результат проверялся на устойчивость путем варьирования как характеристик процессов (K_{01} и D_0), так и параметров плазмы (n_e и T). Решение уравнения (11), как правило, давало слабые изменения перепада давления с большими изменениями давления на оси. Несмотря на небольшую величину Δp , пренебречь ею оказалось нельзя, иначе радиальный спад $n_e(r)$ станет намного круче экспериментального из аппроксимации (5), особенно при больших токах дуги. Из уравнения (11) следует, что изобарическое равновесие в дуге с током $I = 200$ А при тех же n_e^0 и $T(r)$ из (5) снижает плотность электронов на радиусе $r = 0.5$ мм почти в 2 раза, уменьшая параметр аппроксимации r_e с 0.8 до 0.62 мм. С током $I = 400$ А снижение еще больше: n_e — в 4 раза, а r_e — с 0.85 до 0.55 мм. Такое выравнивание давления, сопровождающееся его ростом на 20–40%, происходит за счет роста плотности атомов в 1.5–2 раза. Рассматриваемые условия далеки от этого изобарического состояния, которое требует снижения n_e далеко за пределы экспериментальной погрешности измерения, не превышающей 10–20% [15].

Следует также отметить, что одинаковые давления на оси дуги, несмотря на различие токов вдвое, свидетельствуют о более ранней стадии формирования дугового канала в зоне его наблюдения (1–2 мм от острия катода [14, 15]) при меньшем из токов дуги.

Перейдем к общей плотности плазмы, рассчитанной с учетом (6, 12) и изображенной на рисунке 1 сплошными линиями. Она становится зависимой от радиуса, возрастая на 9% (200 А) и 7% (400 А) с ростом r от 0 до 0.5 мм. Если при 200 А зависимость $N(r)$ находится посередине между изохорической $N = \text{const}$ и изобарической $p = NT = \text{const}$, то при 400 А она ближе к изохорической. Следует полагать, что с ростом тока дуги плазма проходит через состояние изохорического равновесия, которое, по-видимому, достигается в плазме с мощным импульсным подогревом, исследуемой в [14–16], и соответствующие оценки из [20] в этом случае справедливы.

Отличия полученных результатов от результатов [20] в данном случае являются наименьшими из возможных, поскольку в рассматриваемых диапазонах плотностей атомов и электронов допущенные в [20] погрешности в исходном уравнении (4) почти компенсируют друг друга (см. комментарий после формулы (4)). После дифференцирования (4) из-за другой зависимости знаменателя правой части от n и n_e в итоговом выражении (9) такой компенсации уже нет, что и приводит к найденным выше отличиям. В других условиях, при удалении от диапазона $n_e^0/n^0 = 1-3$, эти отличия могут стать намного больше, так что для расчетов n в подобных задачах необходимо использовать только полученные здесь выражения (9–11).

Таблица 1. Параметры дуговой плазмы He на радиусах $r = 0$ и 0.5 мм при токах $I = 200$ и 400 А. T и n_e — экспериментальные аппроксимации (5); n^0 , n , ξ — формулы (6), (10), (11).

I , А	r , мм	T , эВ	n_e , см $^{-3}$	n , см $^{-3}$	N , см $^{-3}$	P , атм	$K_{01}(T)$, см ^{3} /с	ξ
200	0	3.3	8.7×10^{16}	8.7×10^{16}	2.6×10^{17}	1.4	2×10^{-11}	3.6
	0.5	2.9	5.4×10^{16}	1.8×10^{17}	2.8×10^{17}	1.3	6.3×10^{-12}	
400	0	3.6	9.4×10^{16}	5.3×10^{16}	2.4×10^{17}	1.4	3.6×10^{-11}	5.5
	0.5	2.9	6.2×10^{16}	1.3×10^{17}	2.6×10^{17}	1.2	8×10^{-12}	

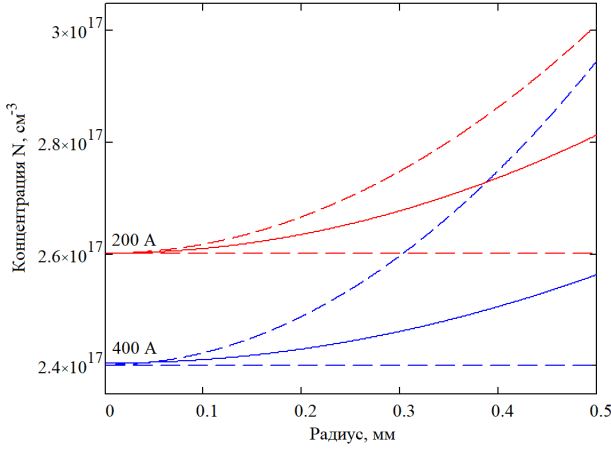


Рисунок 1. Радиальный профиль общей плотности плазмы $N = 2n_e + n$ (сплошные линии) и его изобарический $N = \text{const}/T$ и изохорический $N = \text{const}$ пределы (штриховые линии) в двух токовых режимах дуги.

В связи с этим следует коснуться вопроса об области применимости данных выражений, выведенных из исходной формулы (2), в которой пренебрегается переходами в основное состояние атома (девозбуждение). Такой подход оказывается правомочен в широком диапазоне изменения n_e/n и других параметров плазмы потому, что константа скорости девозбуждения He в 150 раз меньше константы скорости ступенчатой ионизации его возбужденных уровней [18]. При такой малой константе скорости девозбуждения формула (2) применима даже в состояниях плазмы, близких к ионизационному равновесию для возбужденных уровней. Это следует из уравнения баланса возбужденных атомов (см. (4) в [18]):

$$K_{01}n_en = (K_{1e} + K_{10})n_en_1 - \alpha_{e1}n_e^3, \quad (14)$$

где n_1 — населенность 1 объединенного уровня возбуждения [21, 22], K_{1e} , K_{10} , α_{e1} — константы скорости ступенчатой ионизации уровня 1, его девозбуждения (переходы в основное состояние $1 \rightarrow 0$) и тройной рекомбинации на уровень 1, соответственно.

Так, в соответствии с (14), при превышении ионизационного равновесия всего на 10% (при $\alpha_{e1}n_e^2 = 0.9K_{1e}n_1$) девозбуждением в уравнении (1) из-за указанного большого различия между K_{1e} и K_{10} можно пренебречь с погрешностью $(1 + K_{1e}/10K_{10})^{-1} = 6\%$. При превышении на 2% погрешность будет уже 25%, и девозбуждение необходимо учитывать в правой части уравнения (1), что потребует для его решения измерения плот-

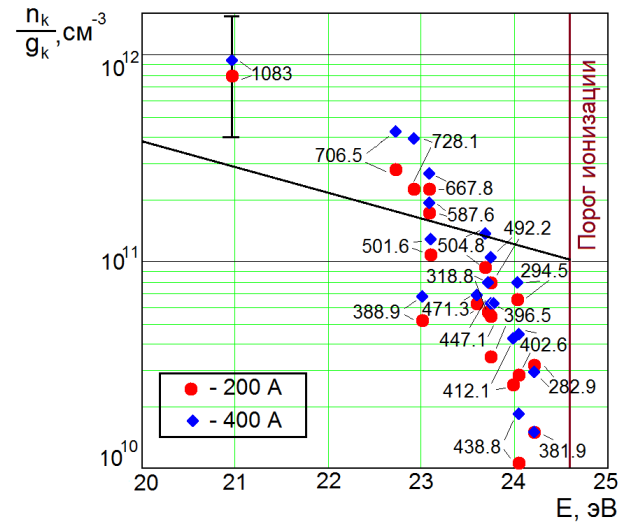


Рисунок 2. Распределение населенностей атомных уровней сильноионизированной дуговой плазмы He атмосферного давления. Цифрами указаны длины волн в нм зарегистрированных линий He I. Наклонная прямая — ионизационное равновесие при $n_e = 9 \times 10^{16}$ см $^{-3}$, $T_e = 3.5$ эВ.

ности атомов на возбужденных уровнях. В рассматриваемом случае, иллюстрируемом рисунком 2, превышение ионизационного равновесия нижних возбужденных уровней составляет 60–70% и погрешность всего $\sim 1\%$.

Таким образом, вследствие слабой чувствительности процессов заселения основного состояния He к степени ионизационной перенаселенности возбужденных уровней, полученные выражения применимы в широком диапазоне изменения состояний и параметров плазмы, в котором ее ионизационная неравновесность изменяется от сильной до слабой (5–10%). Наличие ионизационной неравновесности устанавливается экспериментально, путем измерения распределения атомов по возбужденным уровням, подобно тому, как это сделано в работах [15, 18] и представлено на рисунке 2.

Отметим также, что видимую простоту исходных уравнений обеспечивает применение МДП [21, 22], позволяющее учесть многообразие электронно-столкновительных переходов в таком аналитическом виде.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Хотя проведенные расчеты основываются на измерениях концентрации и температуры электронов, несомненный интерес представляет сравнение

с расчетами n , основанными на других экспериментальных данных. Результаты работ [18, 19] позволяют сделать такую альтернативную экспериментальную оценку концентрации атомов в тех же условиях неравновесности, что использованы при написании правой части уравнения (2) (отсутствие рекомбинации в основном состоянии атома). Проведенные в [15, 18] измерения абсолютной интенсивности спектральных линий дали возможность найти населенности возбужденных атомов n_i/g_i [18]. Из них с помощью простой кинетической модели [18, 20] можно аналитически рассчитать концентрацию атомов n в основном состоянии He, которое обозначим индексом 0. Этот расчет в рассматриваемых неравновесных условиях при большом энергетическом отдалении возбужденных уровней атома He от основного состояния [29] требует регистрации как можно более низких уровней возбуждения. Их использование минимизирует также влияние разрушения плазменными микрополями высоколежащих уровней [17, 18, 23] (см. рисунок 2 — населенности уровней, подверженных сильному разрушению микрополями плазмы, лежат ниже прямой ионизационного равновесия). Населенность n_3/g_3 такого низколежащего уровня в работах [15, 18] удалось измерить. Это третий по энергии возбуждения He уровень $2p\ ^3P_{0,1,2}$ с энергией ионизации $I_3 = 3.63$ эВ [29] — самый населенный уровень с главным квантовым числом $n = 2$, диагностируемый по линии He I 1083 нм. Его концентрация на оси дуги в диапазоне токов 200 — 400 А, как следует из рисунка 2, принимает значения $n_3/g_3 = (7.8\text{--}9.3) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [15, 18]. Видно, что погрешность измерений при этом изменяется в гораздо больших пределах, о чем речь пойдет ниже.

Совокупность всех четырех состояний с $n = 2$, включая указанный третий уровень, в МДП [21] составляет первый объединенный уровень возбуждения He ($I_1 = 3.8$ эВ) с уравнением баланса частиц (14). Туда направлены практически все переходы из наиболее населенного и далеко отстоящего ($E_1 = 20.8$ эВ) основного состояния, производимые электронным ударом (см. правую часть (2)). Константой девозбуждения K_{10} в (14) можно пренебречь, т.к. она в 150 раз меньше K_{1e} [18].

Константы ступенчатых процессов ионизации и рекомбинации в данном случае плотной упаковки всех возбужденных уровней He рассчитываются в диффузионном приближении, основанном на хаотичном блуждании электронов по близким между собой связанным состояниям атома [19, 21, 22]. Поток ионизации нижних возбужденных состояний при этом можно отнести к одному из уровней, входящих в объединенный уровень 1, в данном случае, к зарегистрированному экспериментально уровню 3: $K_{1e}n_1 = K_{3e}n_3$. Представляя константы в МДП [18, 21, 22], получаем из (14) связь концентраций основного состояния и 3-го уровня возбуждения:

$$n = \frac{n_3}{g_3} \frac{3.77g_0^+ E_1}{T^{2.5} \Lambda_0 \chi_3} \exp\left(\frac{E_1 - I_3}{T}\right) (1 - y_{e3}^2) + n_p. \quad (15)$$

Здесь $g_3 = 9$ и $g_0^+ = 2$ — статвесы 3-го возбужденного состояния атома и основного состояния иона [29], $\Lambda_0 = 0.046\text{--}0.052$ — кулоновский логарифм для связанных состояний [21, 22], $\chi_3(I_3/T) = 0.049\text{--}0.041$ — функция ионизационной неравновесности [19, 21], $y_{e3} = n_e/\sqrt{n_3 S_3}$ — приведенная относительно уров-

ня 3 концентрация электронов и ионов ($y^+ = y_e$), $S_3 = \alpha_{e3}/K_{3e}$ — константа Саха ионизационного равновесия для этого уровня [21, 30]. Величина y_{e3}^2 учитывает вклад тройной рекомбинации (последнего члена 14), который снижает n в $(1 - y_{e3}^2) = 0.61\text{--}0.69$ раза, n_p — равновесная относительно уровня 1 концентрация основного состояния, отражающая ничтожный вклад девозбуждения и составляющая $\sim 1\%$ от n . Все диапазоны здесь по-прежнему отвечают диапазону токов дуги 200–400 А.

Для осевых температур T_0 из аппроксимации (5) уравнение (15) дает значения n на оси

$$n^0 = (8.0\text{--}5.9) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad (16)$$

отличающиеся от полученных выше плотностей (12) всего на $\sim 10\%$. При этом, как видно на рисунке 2, погрешность определения n_3/g_3 и, следовательно, n^0 , гораздо больше [15, 18]. Однако, в данном случае стократного перенаселения возбужденных уровней совпадение n^0 даже по порядку величины подтверждает это перенаселение и верность кинетической модели. Необходимо отметить, что указанная большая погрешность измерения n_3 и, следовательно, оценки n^0 по формуле (15) явилась одной из причин разработки представленного здесь метода, основанного на решении уравнения баланса атомов в основном состоянии (2) с учетом диффузии.

Таким образом, альтернативные расчеты, основанные на решении уравнения баланса нижних возбужденных уровней He с более полным набором экспериментальных данных, включая, наряду с n_e и T , населенности данных уровней, приводят практически к тем же результатам. Следует отметить, что благодаря наличию в [18, 19] распределения населенностей практически всех нижних уровней He* (см. рисунок 2), удается также провести детальный расчет их прямой ионизации, используя данные о сечениях и константах скорости из [30, 31]. Этот расчет, по оценкам авторов, дает близкие значения n^0 , что подтверждает применимость МДП даже для высоко лежащих уровней в условиях сильной прямой ионизации [19] и разрушения микрополями [17].

4. СКОРОСТИ ДИФФУЗИИ И ПРИЧИНЫ ЕЕ ПРЕОБЛАДАНИЯ

В заключение, для полноты картины исследуемого явления, рассмотрим скорости встречной диффузии атомов и ионов в диапазоне $r = 0\text{--}0.5$ мм. Из уравнения (7) с подстановкой (10) для скорости диффузии атомов находим выражение:

$$V_a = -\frac{K_{01}^0 n_e^0 r}{2} \frac{n_e^0 + n^0}{n_e + n} \frac{N^0}{N} \frac{n^0}{n} \sqrt{\frac{T}{T_0}}, \quad (17)$$

в которое входит частота возбуждения (ионизации) $K_{01}^0 n_e^0$, приводящая при малых r к двукратному росту V_a с ростом тока дуги от 200 до 400 А. При больших r изменение отношений концентраций на оси к концентрациям на радиусе r ослабляют этот рост (до 1.5 при $r = 0.5$ мм). Как видно на рисунке 3, зависимость $V_a(r)$ из (17) имеет пологий максимум при $r \approx 0.3$ мм, вокруг которого V_a слабо спадает. Вблизи оси, при $r \leq r_0 = 0.1$ мм, скорость линейно спадает с радиусом до нуля

$$V_a \approx -K_{01}^0 n_e^0 r/2. \quad (18)$$

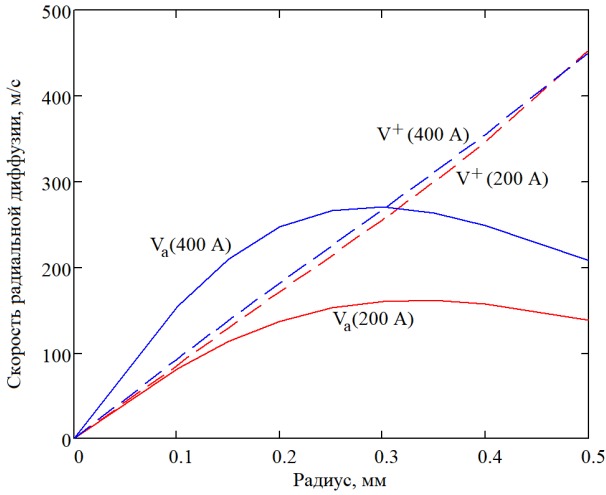


Рисунок 3. Радиальные профили скоростей поперечной диффузии атомов и ионов с электронами в двух токовых режимах дуги.

На рисунке 3 приведена также радиальная зависимость $V^+(r)$ — скорости поперечной диффузии ионов с электронами. В стационарных условиях она связана со скоростью встречного процесса — поперечной диффузии атомов, соотношением равновесия потоков:

$$V^+ = -V_a n/n_e. \quad (19)$$

В сравнении с V_a величина V^+ является сильной, близкой к линейной функцией r . С ростом r от 0.1 до 0.5 мм она растет в ~ 5 раз, при этом очень слабо откликаясь на рост тока дуги (8–0%). Такой же радиальный рост амбиполярного электрического поля, возникающего из-за небольшого опережения электронами ионов в процессе их совместной диффузии [28], обнаружен при решении диффузионной задачи для рассматриваемых здесь экспериментальных условий в работе [26]. Эти тенденции, по-видимому, взаимосвязаны.

Дальнейший анализ процессов переноса в неоднородных плазменных потоках сопроводим гидродинамической картиной истечения, включая продольную скорость, массовый расход плазмобразующего газа, переменность сечения канала и закрученность потока.

Итак, характерные скорости диффузии составляют ~ 100 – 400 м/с и в среднем превосходят продольную скорость потока $V_l \sim 100$ м/с в наблюдаемом начале дугового канала, слабо зависящую на этом этапе от радиуса [32]. Оценка последней основана на расходе газа ~ 0.03 г/с в условиях эксперимента [14, 15] и подтверждается данными для начального участка аргоновой дуги (см. [33–35] и цитируемые там работы). При таком соотношении скоростей продольное движение необходимо учитывать, если характерный масштаб продольной неоднородности l для плазменного канала радиусом 0.5 мм не превышает те же 0.5 мм. Это на ~ 2 порядка меньше экспериментальных масштабов $l \approx 2$ см — длины дуги [14], так что отношение продольной составляющей дивергенции из уравнения (1) к поперечной даже при равных скоростях мало: $\sim r/2l \sim 0.01$ — условие полного преобладания радиальной диффузии соблюдается. Она успевает происходить на малом продольном сдвиге потока $\Delta l \sim r$ и является самым быстрым процессом переноса в гелиевой дуге.

Рассмотрим это подробнее применительно к исследуемой здесь плазме в коническом анодном канале с полным углом раскрытия 12° [13–15]. В такой плазме расширение канала является главной причиной продольной неоднородности и обуславливает ее размеры. Уравнение неразрывности для общего потока плазмы получается при суммировании (1) и аналогичного ему уравнения для ионов, так что правые части взаимно сокращаются и диффузионные потоки уравновешиваются:

$$-\text{div}[(n + n_e)\mathbf{V}] = 0. \quad (20)$$

Дивергенция существенна в продольном и поперечном направлениях. Стабилизирующую дугу закрутку плазмы [13, 14] учитывать не будем, т.к. она сохраняется на больших расстояниях [32], по крайней мере, до конца дуги (~ 2 см). Наблюдение ведется всего в 1–2 мм от ее начала [14], где скорость вращения $V_\phi \approx \text{const}$, что позволяет пренебречь вкладом вращательного движения в дивергенцию потока. Запишем последнюю в цилиндрических координатах

$$((n + n_e)V_l)' + (r(n + n_e)V_r)' / r = 0, \quad (21)$$

где V_r — скорость поперечного движения плазмы в целом:

$$V_r = \frac{n(V_a + V_r) + n_e(V^+ + V_r)}{n + n_e}. \quad (22)$$

Она отлична от нуля вследствие расширения потока в коническом сопле и при ламинарном течении определяется продольной скоростью и углом расширения:

$$V_r = V_l r / L. \quad (23)$$

Максимум этой скорости достигается вблизи стенок

$$V_r = V_l R / L = V_l \text{tg} 6^\circ \approx 0.1 V_l, \quad (24)$$

где $R \approx 2.5$ мм — радиус конуса в месте наблюдения, $L = R / \text{tg} 6^\circ \approx 25$ мм — соответствующая R длина конуса.

В соответствии с (21) уменьшение плотности продольного потока $(n + n_e)V_l$ связано только с поперечным расширением плазмы. Тогда критерий полного преобладания диффузионной составляющей в уравнении (1) можно получить, просто соотнося поперечные скорости V_r и V_a или V^+ . Отношение этих скоростей не зависит от радиуса вблизи оси, где справедлива формула (18). Здесь скорость диффузии атомов больше, чем на других участках, превышает поперечную скорость плазмы

$$\frac{V_a}{V_r} = \frac{K_{01}^0 n_e^0 L}{2 V_l} \approx 200\text{--}400. \quad (25)$$

На радиусе $r = 0.5$ мм

$$\frac{V_a}{V_r} = \frac{L V_a}{r V_l} \approx 70\text{--}100. \quad (26)$$

(Диапазоны соответствуют $I = 200$ – 400 А). Для ионов во всех случаях получается ~ 200 кратное превышение.

Отметим, что это превышение может быть еще больше, если равенство (21) соблюдается по отдельности для атомов и ионов: $\text{div}(n\mathbf{V}) = -\text{div}(n_e\mathbf{V}) = 0$. Тогда левые части уравнений (1) и (2) совпадают.

Косвенным экспериментальным свидетельством незначительности продольной неоднородности по сравнению с поперечной может служить соотношение между средними градиентами температуры в этих направлениях. Поперечный градиент из аппроксимации (5) при $r = 0.5$ мм на ~ 2 порядка превышает продольный, рассчитанный по рисунку 8 из [13] для азотной дуги на той же экспериментальной установке.

Однако совместное действие продольного и поперечного потоков является причиной смещения плазмы из разных областей дуги. При близких по величине скоростях этих потоков плазма в каждом поперечном сечении содержит вклад соседних участков на длине $\Delta l \sim 0.5$ мм, близкой по величине к радиусу основной излучающей части дуги. Однозначная связь интенсивности экспериментально регистрируемого излучения с “происхождением” излучающих атомов и ионов при таком истечении плазмы нарушается.

Итак, условия истечения плазмы позволяют свести исходное уравнение (2) к решаемому здесь уравнению (9), содержащему в левой части только диффузионный поток. В этом смысле можно сказать, что такая дуговая плазма контролируется диффузией, которая настолько быстра, что способна стабилизировать прикатодную область и сократить начальный участок дуги (см. о нем [13, 33–35]). Одной из причин этого сокращения является уход ионов и электронов из центральной области разряда при их совместной диффузии. Помимо собственно заряженных частиц, из плазмы также выносятся энергия, затраченная на их получение в ходе ионизации нейтрального гелия, эти энергопотери превышают даже потери за счёт электронной теплопроводности, особенно на периферии разряда.

При этом основным экспериментальным проявлением большой скорости радиальной диффузии остается сильная ионизационная неравновесность распределения возбужденных атомов [18, 19], иллюстрируемая рисунком 2, который бы не существовало, если бы диффузионный перенос по радиусу совершался медленнее продольного истечения плазмы. Тогда ионизационное равновесие в распределении возбужденных атомов по электронным уровням не было бы нарушено.

В таких случаях низких диффузионных скоростей (при прежних токах) состояние плазмы было бы близко к ЛТР, как это имеет место в дуговой плазме Ag и других сравнительно тяжелых газах [36, 37]. Главной причиной этого является малый коэффициент диффузии D аргоновой плазмы, в 10–20 раз меньший, чем в He. Тогда левая часть уравнения (1) может стать несущественной, а в правой части необходимо учитывать второе слагаемое — уравновешивающий ионизацию рекомбинационный поток девозбуждения атомов, порождаемый тройными столкновениями.

В этой связи можно заметить, что и в данном случае с He на оси разряда ($r = 0$) все диффузионные скорости обращаются в “ноль”: поперечное движение прекращается, остается только продольное. Однако радиальные масштабы, на которых это происходит, ничтожны. Их легко найти при сравнении времен диф-

фузии и продольного движения, используя для приосевых значений $V_a = dr/dt$ зависимость (18). Интегрируя ее от границы применимости $r_0 = 0.1$ мм до $r < r_0$, находим время диффузии атомов между этими радиусами

$$\tau_d = \frac{2}{K_{01}^0 n_e^0} \ln \frac{r_0}{r}, \quad (27)$$

являющееся слабой функцией r . Условие “быстрой” диффузии

$$10\tau_d < \tau_l = l/V_l \sim 10^{-4} \text{ с} \quad (28)$$

выполняется при

$$r > r_{\min} = r_0 \exp\left(-\frac{K_{01}^0 n_e^0 \tau_l}{20}\right). \quad (29)$$

Правая часть неравенства является сильной функцией частоты возбуждения атомов и скорости продольного движения, резко уменьшаясь с ростом тока дуги и времени τ_l . Двукратный рост тока от 200 до 400 А при прочих равных условиях приводит к спаду $r_{\min}$ от $3 \times 10^{-4} r_0$ до $10^{-7} r_0$ (на 3.5 порядка). Аналогичное условие для ионов содержит только большее значение из этого диапазона, т.к. скорость диффузии $V^+ \sim K_{01}^0 n_e^0$ слабо зависит от тока дуги. Но все эти радиусы $r_{\min} = 30\text{--}0.01$ нм очень малы по сравнению со столкновительной длиной пробега тяжелых частиц (~ 40 мкм), почти совпадая в максимуме с расстоянием между частицами (18–19 нм). Другими словами, при данных условиях продольное движение происходит быстрее диффузии в очень узкой приосевой окрестности, которой можно пренебречь в уравнении (1). Однако, это, по-видимому, не является общим правилом, вследствие сильной зависимости скорости атомной диффузии от электронных параметров n_e и T . Их уменьшение с уменьшением тока дуги при сохранении темпа продольного движения приведет к расширению этой окрестности и прекращению поперечной диффузии. Предположительно, это произойдет при токе менее 100 А, если его двукратное уменьшение приведет к росту $r_{\min}$ на те же 3.5 порядка.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, использование точных результатов газокINETической теории, в соответствии с которыми ионизованный простой газ является бинарной смесью атомов и ионов с электронами [26], позволило найти аналитическое решение диффузионной задачи для осесимметричного потока плазмы и распространить возможности ее спектральной диагностики на основное состояние атомов. Применительно к сильноионизованной дуге в гелии атмосферного давления получено, что при измеренных зависимостях $n_e(r)$ и $T(r)$, выраженных аппроксимациями (5), плазма центральной области дугового разряда находится в промежуточном термодинамическом состоянии, приближаясь к изобарическому равновесию при малых токах и изохорическому — при больших. Высокий уровень плотности атомов, в 500 раз превышающий термодинамически равновесные значения, экспериментально подтверждается измеренными населенностями возбужденных уровней.

Особенностью плазмы в скрещенных потоках является ее перемешивание. При равенстве продольной и

поперечной (диффузионной) скоростей радиальные потоки сносятся и “размазываются” по длине $\Delta l \sim 0.5$ мм, близкой к радиусу ядра дуги. Большие скорости радиальной диффузии позволяют называть сильнооточную дугу в He разрядом, контролируемым диффузией.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данное исследование было поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-24-00) и грантом РНФ 21-79-10281 в части использованных экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Botticher W, Roder O and Wobig K H 1963 *Zs. Phys.* **175** 480
2. Uhlenbusch J, Fischer E and Hackmann J 1970 *Zs. Phys.* **238** 404
3. Kisker E 1972 *Zs. Phys.* **256** 121
4. Хаддлстоун Р и Леонард С (ред.) 1967 *Диагностика плазмы* (Москва: Мир)
5. Fujimoto T 1979 *JQSRT* **21** 439
6. Kelleher D E 1981 *JQSRT* **25** 191
7. Tanabe K, Haraguchi H and Fuwa K 1983 *Spectrochim. Acta* **38B** 49
8. Sturgeon R E, Willie S N and Luong V T 1991 *Spectrochim. Acta* **46B** 1021
9. Jonkers J, Vos H P C, van der Mullen J A M and Timmermans E A H 1996 *Spectrochim. Acta B* **51** 457
10. Vitel Y, El Bezzari M, D'yachkov L G and Kurilenkov Y K 1998 *Phys. Rev. E* **58** 7855
11. Jonkers J and van der Mullen J A M 1999 *JQSRT* **61** 703
12. Jonkers J, van de Sandle M A, Sola A, Gamero A and van der Mullen J A M 2003 *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** 30
13. Исакаев Э Х, Синкевич О А, Тюфтяев А С и Чиннов В Ф 2010 *TBT* **48** 105
14. Исакаев Э Х, Чиннов В Ф, Саргсян М А и Кавыршин Д И 2013 *TBT* **51** 163–169
15. Chinnov V F, Kavyrshin D I, Ageev A G, Korshunov O V, Sargsyan M A and Efimov A V 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **774** 012200
16. Korshunov O V, Chinnov V F, Kavyrshin D I and Ageev A G 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **774** 012199
17. Дьячков Л Г, Кавыршин Д И, Коршунов О В и Чиннов В Ф 2018 *TBT* **56** 631
18. Коршунов О В, Чиннов В Ф и Кавыршин Д И 2019 *TBT* **57** 164
19. Коршунов О В, Чиннов В Ф и Кавыршин Д И 2019 *TBT* **57** 338
20. Коршунов О В, Кавыршин Д И и Чиннов В Ф 2022 *TBT* **60** 803
21. Биберман Л М, Воробьев В С и Якубов И Т 1982 *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Москва: Наука)
22. Биберман Л М, Воробьев В С и Якубов И Т 1972 *УФН* **107** 353
23. Дьячков Л Г 1997 *TBT* **35** 823
24. Ферцигер Дж и Капер Г 1976 *Математическая теория процессов переноса в газах* (Москва: Мир)
25. Силин В П 1998 *Введение в кинетическую теорию газов* (Москва: Изд-во Физического института им. Лебедева РАН)
26. Коршунов О В, Кавыршин Д И и Чиннов В Ф 2023 *TBT* **61** 645
27. Смирнов Б М 2010 *Свойства газоразрядной плазмы* (Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. ун-та)
28. Райзер Ю П 2009 *Физика газового разряда* (Долгопрудный: Издат. Дом "Интеллект")
29. Радциг А А и Смирнов Б М 1986 *Параметры атомов и атомных ионов* (Москва: Энергоатомиздат)
30. Вайнштейн Л А, Собельман И И и Юков Е А 1979 *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (Москва: Наука)
31. Ralchenko Y V, Janev R K, Kato T, Fursa D V, Bray I and de Heer F J 2000 Cross section database for collision processes of helium atom with charged particles. i. electron impact processes *Report NIFS-DATA-59* (NIFS)
32. Шлихтинг Г 1974 *Теория пограничного слоя* (Москва: Наука)
33. Пахомов Е П и Ярцев И М 1977 *TBT* **15** 949
34. Пахомов Е П 1982 *TBT* **20** 162
35. Лелевкин В М, Пахомов Е П и Энгельшт В С 1981 *TBT* **19** 253
36. Асиновский Э И, Кириллин А В и Низовский В Л 2008 *Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте* (Москва: Наука)
37. Белевцев А А, Исакаев Э Х, Маркин А В и Чиннов В Ф 2002 *TBT* **40** 26