



ОЦЕНКА ЭНЕРГОПЕРЕНОСА НА АНОД ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

А. В. ЕРШОВ, канд. техн. наук, О. Г. БЫКОВСКИЙ, д-р техн. наук (Запорож. нац. техн. ун-т)

Рассмотрена система уравнений и граничных условий для расчета прианодной зоны температурно и ионизационно неравновесной плазмы инертных газов при отсутствии молекулярных примесей. Показано влияние неравновесности в плазме аргона и распределение потоков энергии на анод между электронами, атомами и ионами.

Ключевые слова: анод, градиент, диффузия, концентрация, ионизация, ионизационная и термическая неравновесность, объемный заряд, падение напряжения, кнудсеновский слой

Электрический дуговой разряд в инертных газах широко применяется в сварочных процессах, а также при плазменно-дуговом рафинировании металлов. Обработываемая поверхность, как правило, является анодом. В связи с этим определение структуры энергопереноса, заключающееся в нахождении тепловых потоков, переносимых отдельными частицами (атомами, электронами и ионами), весьма актуально. Характеристики прианодной области в значительной степени зависят от температурного пограничного слоя. Расчеты канальной дуги в аргоне [1, 2] позволили обнаружить существенную термическую и ионизационную неравновесность в пристеночных слоях плазмы. Исследования прианодной области, учитывающие термическую [3], а также ионизационную неравновесность [4, 5], показали, что анодное падение является отрицательным и это согласуется с результатами зондовых измерений В. А. Клярфельда и Н. А. Неретиной [6]. Однако в указанных работах отсутствуют сведения о переносе теплового потока отдельными частицами.

Учет ионизационной неравновесности дает наиболее полное описание процессов энергопереноса. Однако такой расчет осложняется заданием граничных условий на внешней и внутренней границах температурного пограничного слоя. Решить эту задачу можно только путем последовательных приближений, поскольку как толщина температурного слоя, так и температура плазмы на его внешней границе зависят от джоулева тепловыделения и плотности разрядного тока. В работе [4] из-за неточно подобранных граничных условий разность между электронной и атомной температурами на внешней границе пограничного слоя оказалась большей, чем в пристенной зоне, а это неверно. Следует отметить, что используемое для расчета ионизационной неравновесности приближение $T_e = T = \text{const}$ [7] в прианодной зоне не выполняется.

Целью данной работы является определение потоков энергии, которые переносятся на анод электронами, атомами и ионами, а также разработка модели прианодной зоны с учетом термической и ионизационной неравновесности плазмы.

© А. В. Ершов, О. Г. Быковский, 2004

Анализ процессов в прианодной области свидетельствует о необходимости совместного решения уравнений диффузии и теплопроводности электронной и ионной компонент плазмы. Уравнения для плотности тока электронов [4, 5]

$$j_e = -eD_e \frac{dn_e}{dy} + \sigma_e \frac{d\phi}{dy} \quad (1)$$

и ионов

$$j_i = -eD_i \frac{dn_i}{dy} - \sigma_i \frac{d\phi}{dy} \quad (2)$$

учитывают градиентную и полевую диффузию заряженных частиц. Здесь e — заряд электрона; D_e , D_i и σ_e , σ_i — коэффициенты соответственно диффузии и электропроводности электронов и ионов; ϕ — потенциал плазмы; n_e , n_i — концентрация соответственно электронов и ионов. С достаточной степенью точности можно принять равенство концентраций $n_e = n_i$ для квазинейтральной плазмы. Уравнение теплопроводности электронов учитывает изменение потока энтальпии электронов, выделение тепла при рекомбинации, джоулев нагрев и потери энергии при излучении и столкновениях с тяжелыми частицами [4, 5]:

$$\frac{d}{dy} \left[-\lambda_e \frac{dT_e}{dy} - j_e \left(\frac{5}{2} \frac{kT_e}{e} + u_i - \phi \right) \right] = -w_e - u_{\text{п}}, \quad (3)$$

где λ_e — теплопроводность; T_e — температура электронов; u_i — потенциал ионизации; $u_{\text{п}}$ — объемное излучение плазмы; w_e — плотность энергии, передаваемая тяжелым частицам при упругих столкновениях:

$$w_e = 3k \frac{m_e}{M} n_e v_e (T_e - T); \quad (4)$$

k — постоянная Больцмана; m_e и M — масса соответственно электронов и тяжелых частиц (ионов и атомов); T — температура атомов; v_e — частота столкновений электронов с тяжелой компонентой плазмы.

Уравнение теплопроводности для атомов и ионов учитывает приток тепла при столкновениях с электронами:

$$\frac{d}{dy} \left(-\lambda \frac{dT}{dy} \right) = w_e. \quad (5)$$

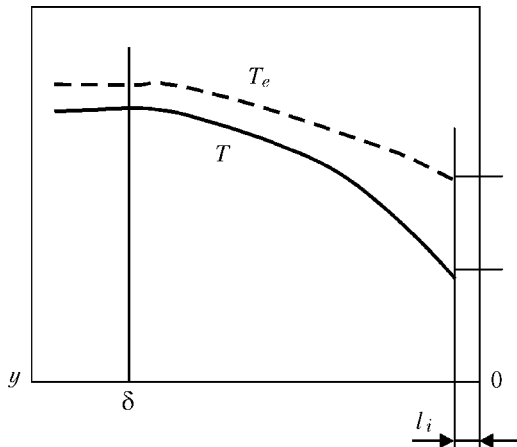


Рис. 1. Схема граничных условий для расчета прианодной области разряда

Уравнение баланса потока ионов при ионизации и рекомбинации частиц [4, 5, 7] имеет вид

$$\frac{dj_i}{edy} = K_{и} n_e n_a - K_p n_i n_e^2, \quad (6)$$

где $K_{и}$, K_p — коэффициенты соответственно ионизации и рекомбинации; n_a — концентрация атомов. В состоянии ионизационного равновесия, когда скорости ионизации и рекомбинации равны, имеет место связь между коэффициентами

$$K_{и} = K_p \frac{n_{e0}^2}{n_{a0}}, \quad (7)$$

где n_{e0} и n_{a0} — равновесные концентрации соответственно электронов и атомов, рассчитываемые формулой Саха. При определении концентраций частиц используется уравнение Дальтона для суммы парциальных давлений:

$$P = k[(n_a + n_i)T + n_e T_e].$$

Для решения системы уравнений (1)–(3), (5), (6) требуется задание (7) граничных условий. На внешней границе диффузионного слоя при $y = \delta$, с которой начинался численный расчет, задавали нулевой градиент концентрации электронов, определенное отличие концентрации электронов от равновесного значения, отличие температуры тяжелых частиц от температуры электронов, а также начало отсчета потенциала. При отсутствии градиентов уровень электронной температуры находили из уравнений (3), (4) в зависимости от плотности разрядного тока. На границе диффузионного слоя с поверхностью анода при $y = l_i$, где $l_i = 10^{-7}$ м — длина свободного пробега иона [4], задавались градиент концентрации ионов, температура тяжелых частиц, равная температуре поверхности электрода, и тепловой поток $q_e = j_e(-\Phi_0 + 5kT_e/2e)$, уносимый электронами через потенциальный барьер Φ_0 в кнудсеновском слое толщиной, равной длине свободного пробега иона l_i (рис. 1).

Таким образом, свойства граничных условий могут быть записаны в следующем виде:

при $y = \delta$

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dy} &= 0; \quad n_e = 0,9n_{e0}, \\ T &= K_T T_e(j_e), \\ \Phi &= 0; \end{aligned} \quad (8)$$

при $y = l_i$

$$\frac{dn_i}{dy} = \frac{n_i}{l_i}, \quad (9)$$

$$T = T_w, \quad (10)$$

$$-\lambda_e \frac{dT_e}{dy} = j_e(\Phi_0 + 5kT_e/2e).$$

Окончание расчета диффузионного слоя происходит при выполнении граничного условия (9), когда градиент концентрации ионов достигает отношения концентрации ионов к длине свободного пробега. При этом степенью поверхностной ионизации атомов пренебрегают.

В граничном условии (8) учитывают отличие температуры тяжелых частиц от температуры электронов с помощью коэффициента термической неравномерности $K_T < 1$. Значение этого коэффициента подбирали таким образом, чтобы при интегрировании уравнения теплопроводности для тяжелых частиц (5) их температура снижалась до заданной условием (10) температуры поверхности анода. Следует отметить, что с увеличением коэффициента K_T толщина температурного слоя возрастает. Электронную температуру в условии (8) определяли в зависимости от заданного разрядного тока в соответствии с уравнениями (1), (3), (4) при нулевых градиентах температуры.

Оценки справедливость принятого выше предположения о низкой степени поверхности ионизации, которое соответствует граничному условию (9). Степень поверхностной ионизации определяется формулой Саха–Ленгмюра [8]

$$\left(\frac{n_i}{n}\right)_w = \frac{g_i}{g_a} \exp [(\Phi - E_i)/kT],$$

где g_i/g_a — отношение статистических весов иона и атома; Φ — работа выхода; E_i — потенциал ионизации атомов.

Таким образом, оценка степени поверхностной ионизации для аргона показывает, что при температуре электрода $T = 3000$ К, работе выхода $\Phi = 4,5$ эВ, потенциале ионизации аргона $E_i = 15,7$ эВ получаем $n_i/n_a = 10^{-18}$, что позволяет пренебречь концентрацией ионов на поверхности металла.

Параметром расчета является плотность тока разряда

$$j = j_i - j_e,$$

которая задает уровень температуры электронов плазмы.

Падение потенциала в кнудсеновском слое следующее [9]:



$$\Phi_0 = -\frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{a,x}}{|j| + j_i + j_a},$$

где $j_{a,x} = en_e v_e / 4$ — хаотический ток электронов на аноде; j_a — ток эмиссии электронов с поверхности анода. При превалировании хаотического тока электронов над суммой разрядного ионного и эмиссионного токов анодное падение становится отрицательным. Роль отрицательного анодного падения заключается в ограничении хаотического тока электронов из плазмы до уровня, необходимого для баланса токов. При недостаточном хаотическом токе электронов анодное падение становится положительным.

Численное решение рассмотренной системы уравнений с заданными граничными условиями определяет структуру теплового потока на поверхность анода и распределения параметров плазмы в диффузионном слое. На рис. 2 показано распределение температуры электронов и атомов при плотности тока $j = 4 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$ в плазме аргона, на рис. 3 — распределение концентрации электронов и ее сравнение с равновесной концентрацией, определяемой формулой Саха. Как следует из рис. 2, температура электронов заметно превышает температуру тяжелых частиц в пристеночной низкотемпературной зоне, где концентрация электронов больше равновесного значения на несколько порядков (рис. 3). Например, в слое толщиной $5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ равновесная концентрация и электропроводность электронов ниже действительной более чем на два порядка.

Поэтому, если не учитывать неравновесность плазмы, омическое падение напряжения, определяемое сопротивлением плазмы в пристеночной зоне, окажется в сотни раз завышенным и составит сотни вольт. Концентрация ионов зависит от процессов ионизации, происходящих во внешней, высокотемпературной части анодной зоны, и процессов рекомбинации в низкотемпературной пристеночной зоне. Несмотря на то, что размеры этих зон примерно одинаковы, интенсивность ионизации и возрастание ионного тока в ионизационной зоне значительно больше, чем уменьшение ионного тока в зоне рекомбинации (рис. 4). Учет распределения температуры снижает плотность ионного тока на порядок по сравнению со случаем $T_e = \text{const}$. Распределение потенциала определяется не только омическим сопротивлением плазмы, но и концентрационной диффузией электронов. Ввиду того, что поток диффузии больше разрядного тока, анодное падение отрицательно как в диффузионной зоне, так и в бесстолкновительном слое.

Тепловые потоки, переносимые атомами q_a , электронами q_e и ионами q_i определяли по следующим формулам:

$$\begin{aligned} q_a &= \lambda w \left(\frac{dT}{dy} \right)_w, \\ q_e &= \frac{5}{2} \frac{k}{e} j_e (T_{ew} - 293), \\ q_i &= j_{iw} (u_i + \Phi_0). \end{aligned} \quad (11)$$

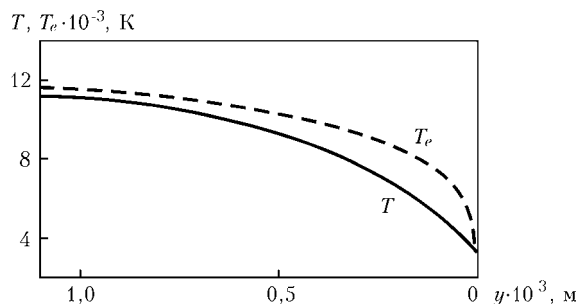


Рис. 2. Характер распределения температуры атомов T и электронов T_e плазмы при плотности тока $j = 4 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$

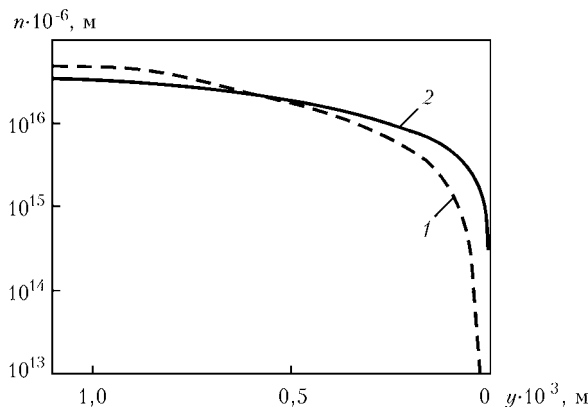


Рис. 3. Изменение равновесной n_{e0} (1) и неравновесной n_e (2) концентраций электронов в прианодной зоне при плотности тока $j = 4 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$

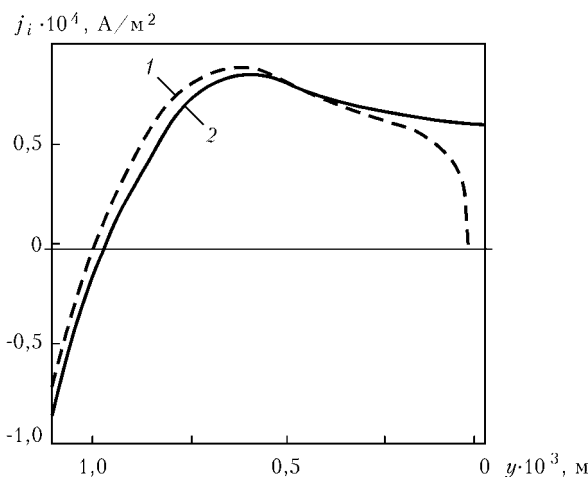


Рис. 4. Изменение ионного тока в равновесной (1) и неравновесной (2) плазме пограничного слоя

В формуле (11) учитывается охлаждение электронного газа до комнатной температуры $T_0 = 293 \text{ К}$. Индексом w обозначены пристеночные параметры плазмы. Полный тепловой поток обычно определяют вольтовым эквивалентом теплового потока

Результаты расчета параметров энергопереноса на аноде

$j \cdot 10^{-4} \text{ А/м}^2$	$j_i \cdot 10^4 \text{ А/м}^2$	$T_{ew}, \text{ К}$	$q_a/j, \text{ В}$	$q_e/j, \text{ В}$	$q_i/j, \text{ В}$	$U^T, \text{ В}$
200	0,27	3900	0,48	0,78	0,022	5,67
400	0,55	3700	0,48	0,74	0,022	5,63
800	1,10	4400	0,49	0,89	0,022	5,80
1600	2,60	4900	0,50	0,99	0,024	5,97



$$U^T = \Phi + \frac{q_a + q_e + q_i}{j}$$

Результаты расчета приведены в таблице для стального анода с температурой $T_w = 2800$ К и работой выхода $\Phi = 4,3$ эВ.

Теплоперенос электронов примерно в два раза больше, чем у атомов. Несмотря на малую долю энергии ионов в общем тепловом потоке, их влияние на рафинирование поверхности может оказаться значительным.

Экспериментально измеренное значение U^T составляет (5,6...6) В [10, 11], что удовлетворительно согласуется с расчетным.

Выводы

1. Расчет подтверждено наличие локального термодинамического равновесия плазмы только в высокотемпературной зоне пограничного слоя, в то время как в пристеночной низкотемпературной зоне концентрация электронов оказывается значительно выше равновесной концентрации, определяемой по электронной температуре вследствие выравнивания ее уровня потоком диффузии.

2. В пристеночной части пограничного слоя обнаружено существование рекомбинационной зоны, на границе которой ионный ток достигает максимума, в то время как в самой зоне происходит его незначительное снижение.

3. Показано, что рекомбинация ионов происходит также и на поверхности анода, поскольку отрицательное анодное падение напряжения приводит к перемещению ионов к его поверхности.

System of equations and boundary conditions are considered for calculation of near-anode zone of temperature- and ionization-non-equilibrium plasma of inert gases at the absence of molecular impurities. The effect of non-equilibrium in argon plasma and distribution of energy flows on anode between electrodes, atoms and ions is shown.

1. Kruger Ch. H. Nonequilibrium in confined — arc plasma // Phys. Fluids. — 1970. — 13, № 7. — P. 1737–1746.
2. Уленбуш Дж. Исследование неравновесности дуговой плазмы // Изв. Сиб. отд-ния АН СССР. Сер. техн. наук. — 1973. — 3, № 13. — С. 27–39.
3. Результаты расчета параметров прианодного слоя в дуговом разряде / В. С. Горчаков, И. П. Назаренко, И. Г. Паневин, Б. А. Рычнов // Материалы VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы (Алма-Ата, май 1977). — Алма-Ата, 1977. — Т. 2. — С. 111–115.
4. Паневин И. Г., Назаренко И. П., Еришов А. В. Исследование прианодных процессов в сильноточных разрядах высокого давления // Экспериментальные исследования плазмотронов / Под ред. М. Ф. Жукова. — Новосибирск: Наука, 1977. — С. 226–253.
5. Теория и расчет приэлектродных процессов / И. Г. Паневин, В. И. Хвесюк, И. П. Назаренко и др. — Новосибирск: Наука, 1992. — 197 с.
6. Клярфельд В. А., Неретина Н. А. Анодная область в газовом разряде при низких давлениях // Журн. техн. физики. — 1958. — Ч. I. — 28, № 2. — С. 48–50; 1959. — Ч. II. — 29, № 1. — С. 36–46; 1960. — Ч. III. — 30, № 30. — С. 12–18.
7. Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И. Диффузионная модель прикатодной области сильноточного дугового разряда // Докл. АН СССР. — 1972. — 203, № 1. — С. 71–74.
8. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроныка. — М.: Наука, 1966. — 564 с.
9. Любимов Г. А. Изменение электрического потенциала вблизи стенки канала при движении ионизированного газа в магнитном поле // Журн. приклад. механики и теорет. физики. — 1963. — № 5. — С. 24–31.
10. Оптимизация анодного узла с аргоновой защитой / Ж. Жеембаев, Г. А. Кобцев, Р. И. Конавко, В. С. Энгельшт // Тез. V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы (Новосибирск, 1972). — Новосибирск, 1972. — Т. 2. — С. 60–64.
11. Исследование теплового потока в анод / А. С. Анышаков, Г.-Н. Б. Даидарон, В. К. Вастюк и др. // Тез. VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы (Алма-Ата, 1977). — Алма-Ата, 1977. — Т. 2. — С. 173–176.

Поступила в редакцию 04.07.2003,
в окончательном варианте 27.08.2003



ОАО «Торжокский вагоностроительный завод»

приглашает (на конкурсной основе) на работу специалистов по сварке металлов на должности:

- главный сварщик
- инженеры-технологи по сварке металлов

Принятые на работу обеспечиваются жильем и достойной заработной платой

ОАО «Торжокский вагоностроительный завод», ул. Энгельса, дом 8,
г. Торжок, Тверская область, Российская Федерация
тел.: (08251) 9-41-91 — секретариат
факс: (08251) 5-47-69; e-mail: dir@torvz.ru