

УДК 621.365.2

д.т.н., доц. Кухарев А. Л.
(ДонГТИ, г. Алчевск, ЛНР, alex.kuharev@mail.ru)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ НА БАЗЕ УРАВНЕНИЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

Для свободногорящей аргоновой дуги атмосферного давления при токах $I \sim 10^2$ А проанализирована структура и пределы применимости магнитогидродинамической модели с использованием основных критериев подобия. Результаты численной реализации модели в пакете Star CCM+ сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными. Обобщены закономерности распределения электромагнитных, газодинамических и тепловых параметров столба электрической дуги.

Ключевые слова: электрическая дуга, низкотемпературная плазма, магнитная гидродинамика, тепловой поток.

В настоящее время во многих технологических процессах, таких как переработка отходов, производство различных сплавов, сварка и др., широко используется преобразование электрической энергии в тепловую в электрических дугах при токах от нескольких десятков ампер до нескольких десятков килоампер [1–4].

Основные физические процессы в электрической дуге включают в себя ионизацию молекул газа с образованием электродуговой плазмы, электро-, тепло- и массоперенос в столбе электрической дуги, а также в ее приэлектродных областях, нагрев и плавление твердых материалов, взаимодействие между дугой и твердой поверхностью или поверхностью расплава [2, 5]. При этом для эффективного использования электрической дуги в качестве источника тепла в различных технологических установках необходимо располагать информацией о тепловом, электрическом и динамическом воздействиях дуги. Поскольку экспериментальное определение таких важных с технологической точки зрения характеристик дуги, как плотность электрического тока и теплового потока на поверхности материалов или расплавов, затруднено вследствие высоких значений температуры дуговой плазмы, актуальным представляется исследование электрических дуг методами математического моделирования [3, 5, 6].

Из-за сложности математического описания всего комплекса процессов, протекающих в свободногорящей электрической дуге и в электродах, включая газовую, жидкую и твердую фазы, ряд моделей учитывает только область столба электрической дуги, при этом область твердого тела или расплава представляется только верхней поверхностью. В этом случае закономерности воздействия дуги на твердое тело или расплав можно изучить с помощью анализа распределения электромагнитных, газодинамических и тепловых параметров на этой поверхности.

Отметим, что наиболее простые одномерные модели столба электрической дуги с использованием уравнения Эленбааса — Геллера [6] не позволяют адекватно оценить распределение вышеуказанных параметров, так как не учитывают существенное изменение параметров свободногорящей электрической дуги по мере удаления от катода к аноду.

При допущении о локальном термодинамическом равновесии плазмы для моделирования электрической дуги, как правило, используется система уравнений магнитной гидродинамики (МГД), в которой плазма дуги представляется в виде однокомпонентной проводящей жидкости [5]. В этой связи **целью** данной работы является анализ и обоснование структуры МГД модели свободногорящей сильноточной

дуги, а также ее верификация путем численного исследования распределенных характеристик плазмы и сопоставления с экспериментальными данными.

Объект исследования — теплофизические процессы в свободногорящей электрической дуге.

Предмет исследования — МГД модели процессов электро- и теплопереноса в стационарной свободногорящей электрической дуге постоянного тока, особенности численной реализации и верификации модели.

Задачи исследования:

- проанализировать основные критерии подобия электрической дуги, а также пределы применимости используемых МГД-уравнений;
- провести численное исследование теплофизических характеристик плазмы столба свободногорящей дуги;
- произвести сравнение результатов моделирования с имеющимися экспериментальными данными;
- обобщить закономерности распределения электромагнитных газодинамических и тепловых параметров столба электрической дуги.

На начальном этапе нами были проанализированы результаты экспериментальных исследований свободногорящих дуг атмосферного давления при токах $I \sim 10^2$ А [7, 8]. Данные исследования проводились в водоохлаждаемых камерах с вертикально расположенными электродами. В используемых экспериментальных установках катод изготавливался из вольфрамового прутка диаметром 2–3 мм, а анод представлял собой медный водоохлаждаемый диск диаметром 40–60 мм. После откачки воздуха камера заполнялась аргоном до атмосферного давления. В камере имелись кварцевые окна для измерения параметров излучения и визуального наблюдения за дугой. Измерения температуры плазмы проводились спектроскопическим методом. В работе [8] показано, что режимы горения дуги при контрагированной и

диффузной привязке столба дуги к термоэмиссионному катоду существенно отличаются. В работах [7, 8] также показано, что при длине дуги 10 мм температура плазмы вблизи катода превышает 20 кК и далее по мере удаления от катода температура плазмы существенно уменьшается до значений ~ 10 кК.

С учетом полученных экспериментальных данных в качестве объекта моделирования на данном этапе была принята свободногорящая аргоновая дуга атмосферного давления длиной 10 мм при токе 200 А. При разработке модели не учитывались процессы в катодной и анодной областях дуги: предполагалось, что дуга устойчива, плазма дуги находится в состоянии локального термодинамического равновесия, а распределение всех ее характеристик считается осесимметричным, принимается объемный характер излучения плазмы, также не учитывается эффект Томсона.

Расчетная область моделирования приведена на рисунке 1. Термодинамические характеристики аргоновой плазмы приведены на рисунке 2 [9].

Отметим, что в экспериментах [8] острый кончик вольфрамового электрода быстро оплавлялся и приобретал форму, близкую к полусфере. В связи с этим на рисунке 1 участок GH выполнен с закруглением радиусом 0,5 мм, что также соответствует условиям эксперимента [7].

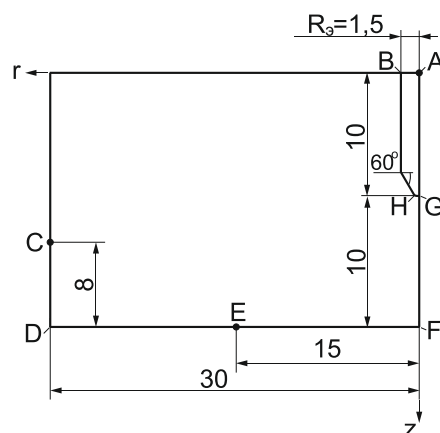


Рисунок 1 Схема расчетной области для свободногорящей дуги

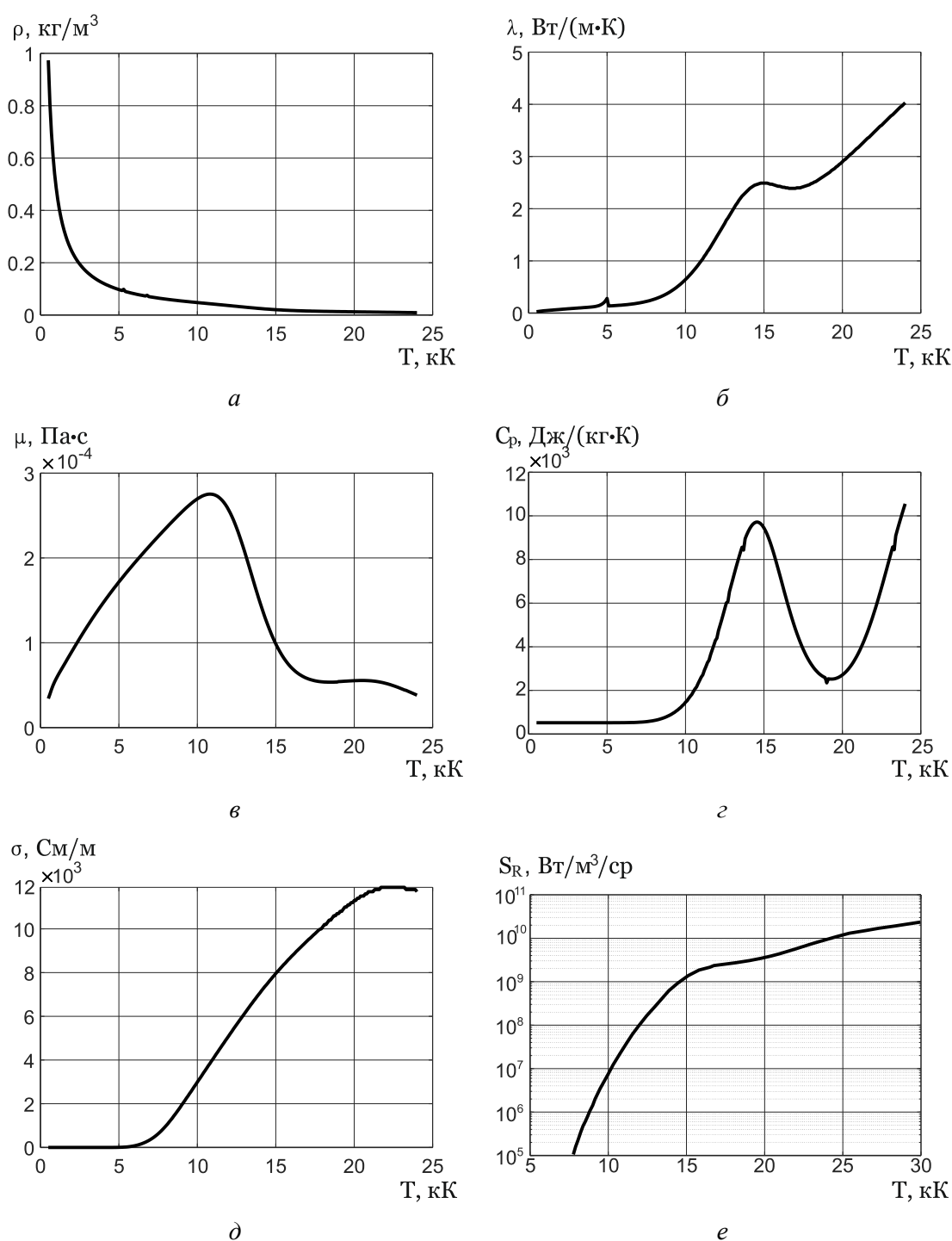


Рисунок 2 Термодинамические характеристики аргоновой плазмы атмосферного давления:

а — плотность; б — теплопроводность; в — вязкость; г — теплоемкость;

д — электропроводность; е — удельное излучение [9]

Полная система МГД-уравнений для моделирования электрических дуг приведена в монографии [5, с. 23]. Однако при решении такой системы возникают существенные математические трудности, осо-

бенно при учете нелинейных термодинамических характеристик плазмы (рис. 2).

Рассмотрим основные геометрические и режимные параметры аргоновой электрической дуги при $I=200$ А. Используя предпо-

ложение о постоянной плотности тока дуги на катоде [2, 8], получаем, что радиус катодного пятна будет зависеть от тока дуги:

$$R_k = \sqrt{\frac{I}{\pi J_k}}, \quad (1)$$

где J_k — средняя плотность тока на катоде, А/м².

Тогда средний радиус дуги согласно [2] можно определить по эмпирическому выражению

$$R_d = R_k \left[3,2 - 2,2 \exp\left(-\frac{L_d}{5R_k}\right) \right], \quad (2)$$

где L_d — длина дуги, м.

Для вычисления гидродинамического Re и магнитного Re_m чисел Рейнольдса определим характерную скорость потока в дуге. В связи с неравномерностью распределения скорости в дуге в [2] рассмотрен метод определения характерной скорости с учетом значения протекающего тока, при этом масштабные значения вязкости, плотности и электропроводности определяются по среднemasсовой температуре T_0 . Тогда

$$v_0 = \frac{I}{\pi R_d} \sqrt{\frac{\mu_0}{2\rho_0}}, \quad (3)$$

$$Re = \frac{\rho_0 2R_d v_0}{\eta_0}, \quad (4)$$

$$Re_m = \sigma_0 \mu_0 2R_d v_0, \quad (5)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная.

При принятых исходных данных (рис. 2) ($T_0 = 1200$ К, $\rho_0 = 0,036$ кг/м³, $\eta_0 = 2,56 \cdot 10^{-4}$ Па·с, $\sigma_0 = 5105$ См/м, $J_k \approx 7 \cdot 10^7$ А/м²) получим $R_k \approx 1$ мм, $R_d \approx 3$ мм, $v_0 \approx 10^2$ м/с, $Re \approx 10^2$. Таким образом, при токе $I = 200$ А течение потока в дуге — ламинарное. Анализируя выражения (3, 4), можно сделать вывод, что переход к турбулентности в электрических дугах может наступать уже при токах более 1 кА, при этом МГД-уравнения

необходимо будет использовать совместно с уравнениями турбулентности.

Значения магнитного числа Рейнольдса при принятых данных составляет $Re_m \approx 0,003$. Так как $Re_m \ll 1$, то можно пренебречь влиянием индуцированного магнитного поля и в законе Ома учитывать только ток проводимости. Анализируя выражение (5), учитывать индуцированное магнитное поле необходимо при токах более 2 кА, при которых $Re_m \sim 1$.

Сила тяжести по отношению к инерционной силе определяется числом Ричардсона $Ri = Gr/Re^2$. Это число имеет порядок $Ri \sim gL_0/v_0^2 \approx 10^{-3}$, следовательно, ею практически всегда можно пренебрегать, за исключением режимов горения дуги при весьма малых токах, составляющих несколько ампер.

Диссипацию энергии вязкими силами по отношению к переданной тепловой энергии можно оценить с использованием числа Бринкмана $Br = \eta_0 v_0^2 / (\lambda_0 \Delta T)$. При $\lambda_0 = 1,46$ Вт/(м·К) и $\Delta T \approx 1000$ К число Бринкмана $Br \approx 10^{-3}$. При этом учитывать вязкую диссипацию необходимо при токах более 10 кА.

При принятых допущениях и упрощениях базовые уравнения МГД модели стационарной дуги имеют вид:

– уравнение неразрывности потока, отражающее закон сохранения массы:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0; \quad (6)$$

– уравнение движения, учитывающее локальное изменение импульса за счет конвективного переноса с учетом градиента давления, сил вязкого трения, а также сил Лоренца:

$$\rho (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla p - \frac{2}{3} \nabla (\eta \nabla \cdot \vec{v}) + \\ + 2 \nabla \cdot (\eta \dot{\epsilon}) + \vec{J} \times \vec{B}; \quad (7)$$

– уравнение энергии, учитывающее приращение тепловой энергии в единице объема за счет конвекции, теплопроводности, джоулева нагрева и излучения:

$$\rho C_p (\vec{v} \cdot \nabla T) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \frac{\vec{j}^2}{\sigma} - S_R, \quad (8)$$

где p — давление, Па; T — температура, К; $\vec{j}$ — плотность тока, А/м²; $\vec{B}$ — магнитная индукция, Тл; S_R — объемная плотность потока излучения, Вт/м³.

В (7) тензор скоростей деформаций ε содержит компоненты [5]

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right), \quad (9)$$

где v_i, v_k — компоненты вектора скорости $\vec{v}$; x_i, x_k — координаты; $i, k = 1, 2, 3$.

При составлении уравнений электромагнитного поля будем использовать скалярный электрический потенциал φ и векторный магнитный потенциал $\vec{A}$. Тогда уравнение непрерывности плотности электрического тока запишется в виде

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = 0, \quad (10)$$

теорема о циркуляции магнитного поля —

$$\nabla \times \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{A} + \sigma \nabla \varphi = 0. \quad (11)$$

Из этих уравнений определяются основные параметры электромагнитного поля:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad (12)$$

$$\vec{j} = -\sigma \nabla \varphi. \quad (13)$$

В данном исследовании с целью упрощения модели тепловые процессы в вольфрамовом электроде не учитывались. Электромагнитные процессы в электроде соответствуют уравнениям (10–13).

Расчет электрической дуги проводился с использованием граничных условий, приведенных в таблице 1. Так как граница BG на рисунке 1 является границей раздела двух сред с различной электропроводностью, то граничное условие может быть записано в виде

$$\sigma_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \vec{n}_1} - \sigma_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial \vec{n}_2} = 0. \quad (14)$$

При этом потенциалы φ_1 и φ_2 берутся в соответствующей среде около самой поверхности раздела, нормальный единичный вектор $\vec{n}$ равен внешнему нормальному единичному вектору, направленному от области 1, т. е. $\vec{n} = \vec{n}_1$ и $\vec{n} = -\vec{n}_2$.

Таблица 1

Граничные условия

	AB	BC	CD	DE	EF	FG	GA	BG
T	-	300 К	300 К	$\frac{\partial T}{\partial \vec{n}} = 0$	1000 К	$\frac{\partial T}{\partial \vec{n}} = 0$	-	$\frac{\partial T}{\partial \vec{n}} = 0$
p	-	-	0,1 МПа	-	-	$\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} = 0$	-	-
v	-	$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial \vec{n}} = 0$	$\frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{n}} = 0$	$\vec{v} = 0$	$\vec{v} = 0$	$\frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{n}} = 0$	-	$\vec{v} = 0$
φ	$\vec{j} \cdot \vec{n} = \frac{I}{\pi R_s^2},$ $I = 200$ А	$\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} = 0$	$\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} = 0$	$\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} = 0$	$\varphi = 0$	$\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} = 0$	$\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} = 0$	(14)
A	$\vec{A} \times \vec{n} = 0$	$\vec{A} \times \vec{n} = 0$	$\vec{A} \times \vec{n} = 0$	$\vec{A} \times \vec{n} = 0$	$\vec{A} \times \vec{n} = 0$	$\frac{\partial \vec{A}}{\partial \vec{n}} = 0$	$\frac{\partial \vec{A}}{\partial \vec{n}} = 0$	-

Моделирование электрических дуг проводилось в пакете Star CCM+. При моделировании термодинамические характеристики плазмы (рис. 2) задавались в табличном виде с применением в дальнейшем кубической интерполяции. Электропроводность вольфрамового электрода принималась постоянной и составляла $\sigma = 3,78 \cdot 10^7$ См/м. При дискретизации расчетной области (рис. 1) использовалась четырехугольная сетка с основным размером 0,1 мм. В области электрода, в анодной области и вдоль оси симметрии сетка дополнительно сгущалась до 0,01 мм. Общее количество элементов в сетке составило более 260000. Для решения уравнений в пакете Star CCM+ использовались группы моделей Electrodynamic Potential, Finite Volume Magnetic Vector Potential, Ohmic Heating, Segregated Flow, Two-Way Coupled MHD, Segregated Fluid Temperature. Для решения уравнений движения и энергии использовался стационарный решатель 3-го порядка MUSQL (Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Laws).

Результаты моделирования электромагнитных, газодинамических и тепловых процессов в электрической дуге при токе 200 А приведены на рисунке 3. На этом рисунке графики ограничены по ширине радиальной координатой $r = 15$ мм. При этом график распределения плотности электрического тока (рис. 3, а) и график распределения силы Лоренца (рис. 3, в) для наглядности приведены в логарифмическом масштабе, а остальные графики — в линейном масштабе.

Как видно из результатов расчета электромагнитных параметров (рис. 3, а), максимальные значения плотности тока в столбе дуги наблюдаются вблизи катода ($J \approx 8 \cdot 10^7$ А/м²), что обусловлено сужением диаметра рабочего участка вольфрамового электрода, а также формированием в этой области зоны с максимальными температурами дуговой плазмы за счет высокой интенсивности джоулевых источников тепла (рис. 3, е). По мере удаления от катода

плотность электрического тока быстро снижается, вблизи анода она составляет $J \approx 2 \cdot 10^6$ А/м². Максимальные значения магнитной индукции (рис. 3, б) наблюдаются вблизи боковой стенки вольфрамового электрода и составляют $B \approx 34$ мТл, при этом на оси дуги магнитная индукция равна нулю. При таком распределении вышеуказанных параметров в катодной области дуги возникают значительные электромагнитные силы (силы Лоренца), достигающие значений $F \approx 1,5 \cdot 10^6$ Н/м³ (рис. 3, в). Как видно из рисунка, вблизи поверхности анода выделяется зона, в которой значения силы составляют $F \approx 1 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^4$ Н/м³, при этом в данной зоне электромагнитные силы меняют направление.

Рассмотрим теперь газодинамические характеристики дуговой плазмы. Как видно из рисунка 3, д, течение плазмы представляет собой достаточно узкий расходящийся вдоль поверхности анода поток. Исходя из анализа уравнения (7) и рисунка 3, в, можно сделать вывод, что в качестве основного силового фактора, определяющего газодинамическую обстановку в столбе дуги, выступает электромагнитная сила, локализуемая в осевой зоне прикатодной плазмы и инициирующая движение дуговой плазмы в основном по направлению от катода к аноду. Электромагнитные силы создают в токовом канале магнитное давление, градиент которого можно трактовать как некоторую силу магнитной природы, возбуждающую движение дуговой плазмы из области высоких значений магнитного давления в сторону его уменьшения [10].

Рисунок 3, г иллюстрирует распределение магнитного давления. В рассматриваемом случае максимальная величина магнитного давления не превышает 515 Па, что составляет менее 1 % атмосферного давления. Наибольшие градиенты магнитного давления наблюдаются в осевой зоне прикатодной плазмы, в связи с чем в этой же зоне наблюдаются максимальные значения скорости плазмы (рис. 3, д). В средней части столба дуги градиенты магнит-

ного давления пренебрежимо малы, и движение плазмы продолжается по инерции. Вблизи поверхности анода градиент магнитного давления меняет знак в связи с изменением направления силы Лоренца,

поэтому возникает частичное электромагнитное торможение плазменного потока наряду с его газодинамическим торможением на поверхности анода (граничное условие прилипания).

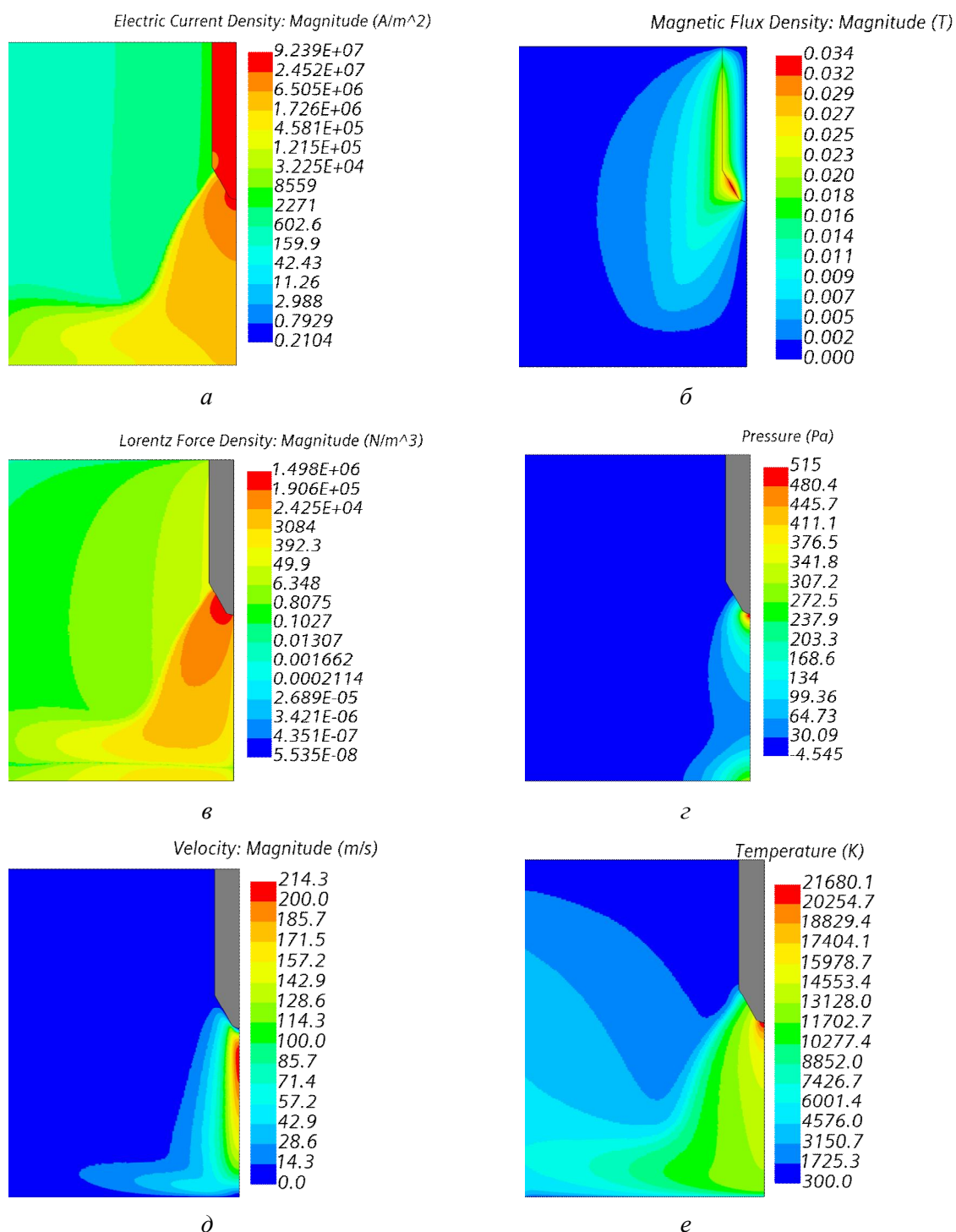


Рисунок 3 Графики распределения: *a* — плотности электрического тока; *б* — магнитной индукции; *в* — сил Лоренца; *г* — магнитного давления; *д* — скорости; *е* — температуры

Как видно из рисунка 3, *е*, температурное поле в дуговой плазме в значительной мере определяется конвективным теплопереносом из наиболее горячей зоны вблизи катода к поверхности анода. Этим фактом объясняется существенная вытянутость изотерм вдоль оси дуги и далее вдоль поверхности анода.

Сравнение расчетных данных осевого и радиального распределения температуры электрической дуги с экспериментальными данными [7] при $L_d = 10$ мм и $I = 200$ А показано на рисунке 4. Как видно из рисунка 4, наблюдается достаточно хорошее совпадение расчетных распределений с экспериментальными, при этом расхождение этих данных не превышает 16 %.

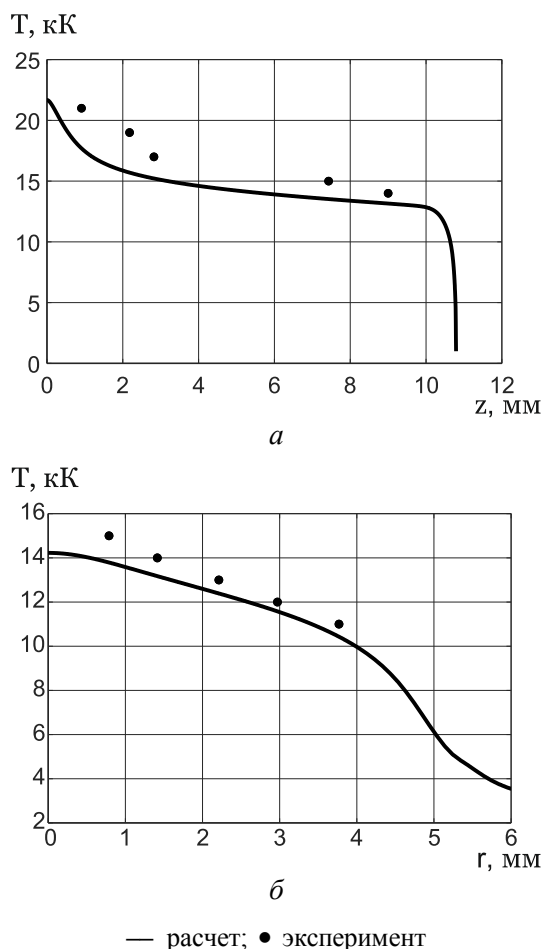


Рисунок 4 Графики распределения температуры: *а* — вдоль оси дуги; *б* — вдоль радиуса дуги при $z = 5$ мм

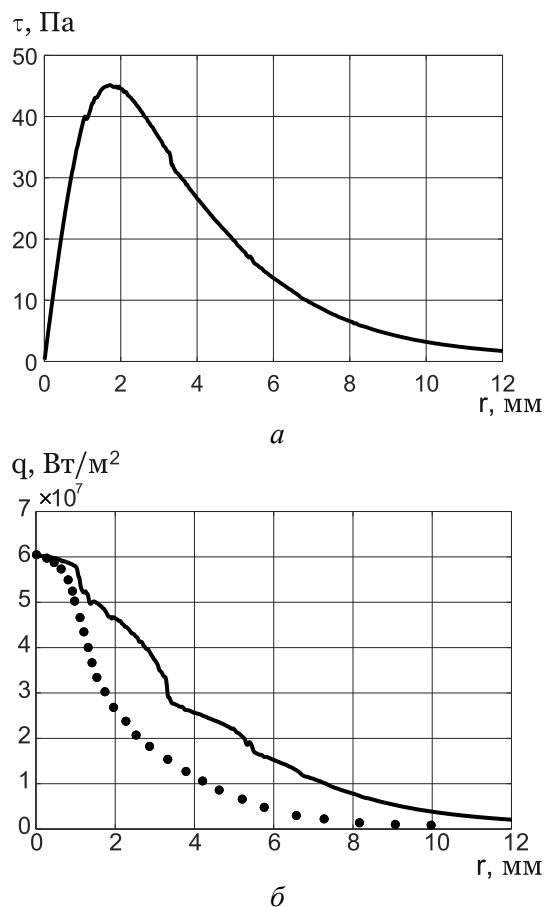


Рисунок 5 Графики распределения вдоль поверхности анода: *а* — касательных напряжений; *б* — плотности теплового потока

Перейдем к рассмотрению распределенных характеристик дуги на поверхности анода. На рисунке 5 приведены распределения по поверхности водоохлаждаемого анода касательных напряжений τ и плотности теплового потока q . При этом на рисунке 5, *б* также точечным пунктиром отмечены экспериментальные данные, полученные О. Нестор для аргоновой дуги при $L_d = 6,3$ мм и $I = 200$ А, приведенные в [3].

Отметим, что касательные напряжения, возникающие при движении плазмы вдоль поверхности анода, приводят к передаче импульса от дуги к аноду. Для условий горения дуги на водоохлаждаемый анод значения этого параметра не важны, однако, когда анодной поверхностью является ванна расплава, поток плазмы может влиять на течения в ванне.

Выражение для определения касательных напряжений может быть записано в виде

$$\tau = \eta \frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{n}}. \quad (15)$$

Из рисунка 5, а видно, что значения касательных напряжений на оси дуги равны нулю, так как радиальная компонента скорости в этой зоне равна нулю. Приблизительно при $r = 2R_k$ распределение касательных напряжений достигает максимальных значений ($\tau \approx 45$ Па), далее уменьшаясь вдоль радиальной координаты.

Полученные характеристики распределения касательных напряжений свидетельствуют о том, что передача импульса от плазменной струи может играть значительную роль в характере течений расплава в ванне, что планируется проанализировать в будущих работах.

По распределению теплового потока на аноде можно отметить следующие закономерности: максимум распределения находится в центре анодного пятна, далее вдоль координаты r значения плотности теплового потока достаточно быстро уменьшаются практически до нуля. Из рисунка 5, б видно, что расчетные и экспериментальные значения плотности теплового потока на оси дуги практически совпадают ($q \approx 6,05 \cdot 10^7$ Вт/м²), однако на экспериментальной кривой уменьшение значений этого параметра более чем в 2 раза наблюдается уже при $r = 2$ мм; при этом на расчетных данных убывание значений по радиальной координате происходит несколько

медленнее. Такой разброс расчетных и экспериментальных данных может быть обусловлен погрешностью моделирования дуги, обусловленной использованием на анодной поверхности граничного условия в виде постоянной температуры (табл. 1), а также некоторым различием геометрических параметров (длина дуги, диаметр анода), принятых при моделировании и используемых при эксперименте. При этом в будущих работах в качестве граничного условия на поверхности анода планируется использовать профиль температуры в виде экспоненциально убывающей функции [10].

В целом можно отметить, что полученные результаты моделирования согласуются с теорией плазменных процессов в электродуговых разрядах [2, 3, 5, 10].

Выводы. С использованием основных критериев подобия обоснована структура МГД модели свободногорящей аргоновой дуги атмосферного давления при токах $I \sim 10^2$ А, включающая уравнения неразрывности потока, движения, энергии, а также уравнения электромагнитного поля, выраженные с использованием скалярного электрического и векторного магнитного потенциалов. Результаты численной реализации модели в пакете Star CCM+ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Полученные данные в дальнейшем позволяют прогнозировать эффективные условия преобразования энергии в различных электрометаллургических установках, например, описанных в [2, 4].

Библиографический список

1. Возможности применения плазменных технологий для переработки органосодержащих веществ. Особенности сильноточных свободногорящих дуг [Текст] / А. Ф. Рутберг, О. Б. Васильева, И. И. Кумкова, А. А. Сафронов // *Теплофизика высоких температур*. — 2013. — № 2. — С. 191–197.
2. Bowman, B. *Arc furnace physics [Text]* / B. Bowman, K. Kruger. — Dusseldorf : Stahleisen communications, 2009. — 245 p.
3. Крикент, И. В. Моделирование процессов тепло-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области дуги с тугоплавким катодом [Текст] / И. В. Крикент, И. В. Кривцун, В. Ф. Демченко // *Автоматическая сварка*. — 2012. — № 3. — С. 7–11.

4. Куберский, С. В. Анализ параметров метода дугового глубинного восстановления при одновременной обработке расплава двумя рудно-восстановительными блоками [Текст] / С. В. Куберский // Сборник научных трудов ДонГТУ. — 2017. — № 7 (50). — С. 79–85.
5. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги [Текст] / М. Ф. Жуков, В. С. Энгельшт, В. Ц. Гурович и др. — Новосибирск : Наука : Сиб. отд-ние, 1990. — 373 с.
6. Расчет параметров электрической дуги в электропечных установках для производства стали и ферросплавов [Текст] / А. Л. Кухарев, К. А. Корсунов и др. // Сборник научных трудов ДонГТУ. — 2017. — № 5 (48). — С. 52–57.
7. Hsu, K. C. Study of the free-burning high-intensity argon arc [Text] / K. C. Hsu, K. Etemadi, E. Pfender // Journal of Applied Physics. — 1983. — Vol. 54, № 3. — P. 1293–1301.
8. Митрофанов, Н. К. Две формы привязки атмосферной дуги постоянного тока в аргоне к термоэмиссионному катоду [Текст] / Н. К. Митрофанов, С. М. Школьник // Журнал технической физики. — 2007. — Т. 77, Вып. 6. — С. 34–44.
9. Boulos, M. Thermal plasmas: fundamentals and applications [Text]. Vol. 1. / M. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender. — New York : Plenum press, 1994. — 452 p.
10. Кривицун, И. В. Влияние тока и длины дуги на характеристики дугового разряда при сварке неплавящимся электродом [Текст] / И. В. Кривицун, В. Ф. Демченко, И. В. Крикент, Д. В. Коваленко, И. В. Коваленко // Автоматическая сварка. — 2019. — № 5. — С. 6–17.

© Кухарев А. Л.

**Рекомендована к печати к.т.н., проф. каф. МЧМ ДонГТИ Куберским С. В.,
начальником Стахановского РЭС ГУП ЛНР «РСК» Донченко Г. Н.**

Статья поступила в редакцию 10.03.2023.

Doctor of Technical Sciences Kukharev A. L. (DonSTI, Alchevsk, LPR, alex.kuharev@mail.ru)
**MODELING OF AN ELECTRIC ARC BASED ON THE EQUATIONS OF MAGNETIC
HYDRODYNAMICS**

For a free-burning argon arc of atmospheric pressure at currents $I \sim 10^2$ A, the structure and applicability limits of the magnetohydrodynamic model are analyzed using basic similarity criteria. The results of the numerical implementation of model in the Star CCM+ package are compared with the available experimental data. The regularities of the distribution of electromagnetic, gas-dynamic and thermal parameters of the electric arc column are generalized.

Key words: electric arc, low-temperature plasma, magnetic hydrodynamics, heat flow.