

ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ И ТЕПЛОФИЗИКА РАЗВИТИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ФИЗИКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Институт физики Национальной Академии Наук Кыргызской Республики, г. Бишкек

Низкотемпературная плазма, обладающая рядом исключительных свойств, не реализуемых в обычных условиях, всегда привлекала большое внимание ученых всего мира. Широкие масштабы разработки и применения новых плазменных технологий настоятельно требуют дальнейшего изучения теплофизических процессов и свойств низкотемпературной плазмы.

Отрадно отметить, что большой вклад в развитие плазменных технологий и методов математического моделирования электрической дуги внесли ученые Кыргызстана, возглавляемые академиками Жеенбаевым Ж.Ж. и Энгельштом В.С.

Наряду с экспериментальными методами исследования, все большее значение приобретают теоретические методы исследования, в частности, вычислительный эксперимент. Как показывает многолетняя практика, методы математического моделирования низкотемпературной плазмы являются эффективным инструментом исследования, позволяют существенно дополнить и в ряде случаев объяснить результаты физического эксперимента.

Последние годы, отмеченные высокими темпами развития численных методов решения дифференциальных уравнений и новых компьютерных технологий, подняли методы вычислительного эксперимента на качественно новый уровень. В настоящее время можно констатировать, что вычислительная магнитная гидродинамика полностью сформировалась как самостоятельная научная дисциплина, бурно развивающаяся и имеющая широкие перспективы.

В данной работе представлен краткий обзор некоторых результатов исследований, полученных в последнее время научной школой академика А. Жайнакова в области численного моделирования низкотемпературной электродуговой плазмы.

Научная школа в области математического моделирования низкотемпературной плазмы была создана в Кыргызстане в начале 70-х годов. Первоначально численные исследования электрической дуги проводились в рамках канальных и интегральных моделей, а также в приближении пограничного слоя. Относительная простота математических моделей обусловлена тем, что уровень развития вычислительных технологий и численных методов решения МГД-уравнений не позволял решать задачи в более сложной постановке.

Тем не менее, проведенные исследования позволили заметно расширить и углубить знания о протекающих физических процессах. Так, автором данной статьи впервые был выполнен численный анализ характеристик дуги на начальном участке плазматрона с учетом электромагнитных сил дуги. Выявлены основные механизмы нагрева и течения газа, определены важные характеристики дуговой плазмы [1-3].

Новое поколение ЭВМ стимулировало дальнейшие численные исследования в области низкотемпературной плазмы. Были развиты двумерные математические модели электродуговой плазмы как в приближении локального термодинамического равновесия [4], так и с учетом отклонения плазмы от термического и ионизационного равновесия [5]. Использование двумерных моделей позволило заметно расширить круг исследуемых задач. Проведены численные исследования открытых электрических дуг и плазмотронов. Обнаружены качественно новые вихревые режимы течения плазмы, выявлены условия

формирования «плазменных тарелок» как результат соударения катодных и анодных струй. Рассмотрено влияние закрутки газа на характеристики дугового потока [6].

Появление в последние годы быстродействующих компьютеров с большим объемом оперативной памяти позволило приступить к решению более сложных задач. Так, например, развита трехмерная математическая модель расчета характеристик стационарной электрической дуги [7].

Система уравнений в декартовых координатах x, y, z включает в себя:

$$\text{уравнение неразрывности газа } \operatorname{div}(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

уравнение неразрывности электронного газа

$$\operatorname{div}[N_e (\mathbf{U} + \mathbf{U}_d + \mathbf{U}_t + \mathbf{U}_a)] = R_e, \quad (2)$$

уравнения движения в декартовой системе координат:

$$\operatorname{div}[m(N_i + N_a) \mathbf{U}u] = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) - \partial P / \partial x + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_x + s_x + (\rho - \rho_\infty)g, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}[m(N_i + N_a) \mathbf{U}v] = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) - \partial P / \partial y + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_y + s_y, \quad (4)$$

$$\operatorname{div}[m(N_i + N_a) \mathbf{U}w] = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w) - \partial P / \partial z + \mu_0 (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_z + s_z, \quad (5)$$

уравнение энергии электронного газа

$$\operatorname{div}[N_e (\mathbf{U} + \mathbf{U}_d + \mathbf{U}_t + \mathbf{U}_a) (5/2kT_e + U_i)] = \operatorname{div}(\lambda_e \operatorname{grad} T_e) + \mathbf{j}^2 / \sigma - \psi - B(T_e - T), \quad (6)$$

уравнение энергии тяжелых частиц

$$\operatorname{div}[5/2kT(N_i + N_a) \mathbf{U}] = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + B(T_e - T), \quad (7)$$

$$\text{уравнения Максвелла } \operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}, \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (8)$$

$$\text{обобщенный закон Ома } \mathbf{E} + \mu_0 (\mathbf{U} \times \mathbf{H}) = \mathbf{j} / \sigma + (\mu_0 \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \operatorname{grad} P_e) / q_e N_e, \quad (9)$$

$$\text{и закон Дальтона } P/kT = N_i + N_a + N_e T_e / T. \quad (10)$$

Рассматриваются стационарные процессы в однократно ионизованной аргоновой плазме атмосферного давления, излучение предполагается объемным.

При записи уравнений использованы следующие обозначения: $\rho, \lambda_e, \lambda, \mu, \sigma, \psi$ – соответственно плотность газа, теплопроводность электронного газа и газа тяжелых частиц, вязкость, электропроводность, излучение; m – масса атома; N_i, N_a, N_e – концентрации ионов, атомов и электронов соответственно; $R_e = N_e K_r (N_a K_i - N_e N_i)$ – скорость генерации электронов; K_r – коэффициент трехчастичной рекомбинации, K_i определяется уравнением Саха; U_i – потенциал ионизации газа; P_e – парциальное давление электронов; k – постоянная Больцмана; B – коэффициент энергообмена между электронами и тяжелыми частицами; g – ускорение свободного падения; $q_e = 1.6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; $\mathbf{U}, \mathbf{E}, \mathbf{j}, \mathbf{H}$ – соответственно векторы скорости, напряженности электрического поля, плотности электрического тока, напряженности магнитного поля; T, T_e – температура тяжелых частиц и электронов, P – давление; u, v, w – соответственно компоненты вектора скорости в направлении осей декартовой системы координат x, y, z ; $\mathbf{U}_d = \mathbf{j} / (q_e N_e)$, $\mathbf{U}_t = -0.5 / T_e D_a \operatorname{grad} T_e$, $\mathbf{U}_a = -D_a / N_e \operatorname{grad} N_e$, – векторы скоростей дрейфа электронов, термо- и амбиполярной диффузии соответственно; D_a – коэффициент амбиполярной диффузии; s_x, s_y, s_z – дополнительные к $\operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u), \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v), \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w)$ слагаемые, учитывающие вязкость.

Коэффициенты переноса и теплофизические свойства неравновесной аргоновой плазмы рассчитываются в соответствии с методикой [5].

Электромагнитная часть задачи решается в переменных $\varphi - \mathbf{A}$, где φ – потенциал электрического поля \mathbf{E} , связанный с \mathbf{E} соотношением $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$, \mathbf{A} – векторный потенциал магнитного поля, связанный с \mathbf{H} соотношением $\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}$. Используя закон Ома, условие сохранения электрического тока $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$ и уравнения Максвелла, уравнения для расчета φ и \mathbf{A} могут быть приведены к следующему виду:

$$\operatorname{div}(\sigma \operatorname{grad} \varphi) = \operatorname{div}[\sigma \mu_0 (\mathbf{U} \times \mathbf{H}) - \sigma (\mu_0 \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \operatorname{grad} P_e) / q_e N_e] \quad (11) \quad \Delta \mathbf{A} = -\mathbf{j} \quad (12)$$

Использование скалярного потенциала φ позволяет избежать вычисления в итерационном процессе трех компонент вектора \mathbf{E} , а введение векторного потенциала \mathbf{A} – избежать вычисления в итерациях напряженности магнитного поля \mathbf{H} через тройной

интеграл по закону Био-Савара-Лапласа: $\mathbf{H}=(1/4\pi)\iiint[\mathbf{j}\times\mathbf{R}]/R^3dV$, требующего, как показано в [8], чрезмерно много времени расчета.

Математическая модель столба электрической дуги дополняется стационарной тепловой задачей для электродов. Система уравнений для расчета трехмерных распределений температурного поля и течения электрического тока в катоде и аноде включает в себя уравнение теплопроводности и уравнение Лапласа и может быть записана в следующем виде:

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \mathbf{j}^2/\sigma = 0, \quad (13)$$

$$\operatorname{div}(\sigma \operatorname{grad} \varphi) = 0, \quad (14)$$

где T, \mathbf{j}, φ – температура электродов, вектор плотности электрического тока и потенциал электрического поля соответственно; $\sigma(T), \lambda(T)$ – коэффициенты электропроводности и теплопроводности материала электродов соответственно.

Постановка граничных условий подробно рассматривается в монографии [8]. Для открытой дуги (рис. 1а) граничные условия приведены в таблице 1.

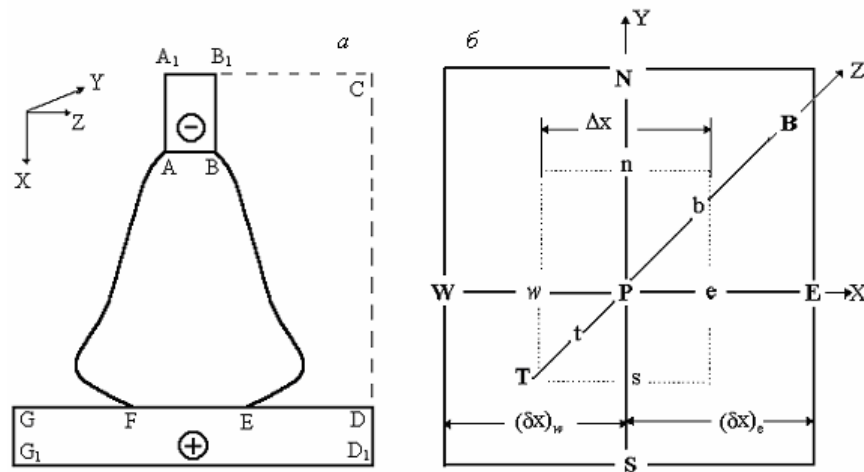


Рис. 1. а – схема открытой дуги в плоскости X- Z.

б – фрагмент трехмерной разностной сетки и контрольного объема (пунктир).

Исходная система уравнений после несложных преобразований записывается в обобщенной форме:

$$\operatorname{div}(\alpha \rho \mathbf{U} \Phi) = \operatorname{div}(\beta \operatorname{grad} \Phi) + \gamma, \quad (15)$$

Φ – одна из неизвестных – $N_e, T_e, T, u, v, w, \varphi, A_x, A_y, A_z$. Значения коэффициентов α, β, γ зависят от смысла переменной Φ и приведены в таблице 2.

В результате конечно-разностной аппроксимации обобщенного уравнения (15) получаем дискретный аналог, связывающий значение переменной в центральном узле P (рис. 1б) с ее значениями в соседних узлах разностной сетки N, S, W, E, T, B:

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + a_B \Phi_B + a_T \Phi_T + \Gamma, \quad (16)$$

где $a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_B + a_T, \Gamma = \gamma_P \Delta x \Delta y \Delta z$.

Решение дискретного аналога (16) проводится итерационным методом Зейделя-Гаусса с применением нижней релаксации. Численное решение уравнений проводится на основе метода [9].

Граничные условия. Таблица 1.

Граница	Переменная
A_1B_1	φ : условие ортогональности электрического тока; $\mathbf{A} = (1/4\pi)\iiint \mathbf{j}/RdV$; $T=T_s$; $\mathbf{U}=0$; $T_e=T_e^{min}$; $N_e=N_e^{min}$; $\partial P/\partial x = 0$;
AB	φ : условие ортогональности электрического тока; $\partial T_e/\partial x = 0$; $T = T_c(y,z)$; $\partial N_e/\partial x = 0$; $\mathbf{U}=0$; $\partial P/\partial x = 0$.
FE	φ : условие ортогональности электрического тока; $\partial T_e/\partial x = 0$; $T=T_a(y,z)$; $\partial N_e/\partial x = 0$; $\mathbf{U}=0$; $\partial P/\partial x = 0$.
B_1C ; CD	$T_e=T_e^{min}$; $N_e=N_e^{min}$; $\partial T/\partial n=0$; $\partial \varphi/\partial n=0$; $\mathbf{A}=(1/4\pi)\iiint \mathbf{j}/RdV$; $P=P^*$; $\partial u/\partial n = 0$; $\partial v/\partial n = 0$; $\partial w/\partial n = 0$;
ED; GF	$T=T^*$; $T_e=T_e^{min}$; $N_e=N_e^{min}$; $\partial \varphi/\partial x=0$; $\mathbf{U}=0$; $\partial P/\partial x = 0$.
G_1D_1	$\mathbf{A} = (1/4\pi)\iiint \mathbf{j}/RdV$; $T=T^*$; $T_e=T_e^{min}$; $N_e=N_e^{min}$; $\mathbf{U}=0$; $\partial P/\partial x = 0$. φ : условие ортогональности электрического тока;

Коэффициенты α , β , γ для переменной Φ уравнения (15). Таблица 2.

Φ	α	β	γ
N_e	$1/\rho$	D_a	$R_e - \text{div}(N_e \cdot \mathbf{U}_t)$
T_e	$5/2k \cdot N_e/\rho$	λ_e	$\mathbf{j}^2/\sigma - \psi - B \cdot (T_e - T) - \text{div}[N_e \cdot (\mathbf{U}_d + \mathbf{U}_t + \mathbf{U}_a) \cdot (5/2kT_e + U_i)] - \text{div}(N_e \cdot \mathbf{U} \cdot U_i)$;
T	$5/2k \cdot (N_a + N_i)/\rho$	λ	$B \cdot (T_e - T)$
u	1	μ	$-\partial P/\partial x + \mu_0 \cdot [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]_x + s_x + (\rho - \rho_\infty) \cdot \mathbf{g}$
v	1	μ	$-\partial P/\partial y + \mu_0 \cdot [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]_y + s_y$
w	1	μ	$-\partial P/\partial z + \mu_0 \cdot [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]_z + s_z$
A_x	0	1	j_x
A_y	0	1	j_y
A_z	0	1	j_z
φ	0	σ	$\text{div}[\sigma \cdot \mu_0 \cdot (\mathbf{U} \times \mathbf{H}) - \sigma \cdot (\mu_0 \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \text{grad}P_e)/q_e N_e]$

В рамках трехмерной математической модели исследованы характеристики дуги во внешнем поперечном магнитном поле, а также в скрещенном магнитном и газодинамическом поле. Выявлены механизмы нагрева и течения дуговой плазмы, причины смещения и деформации дугового столба во внешнем магнитном поле [10, 11].

Проведены численные исследования влияния направления токоподвода к аноду на столб дуги [12]. На рис. 2 представлены изолинии поля температуры электронов T_e , векторные поля течения электрического тока \mathbf{j} в аноде и течения газа \mathbf{V} в столбе дуги, когда электрический ток течет с боковой поверхности анода.

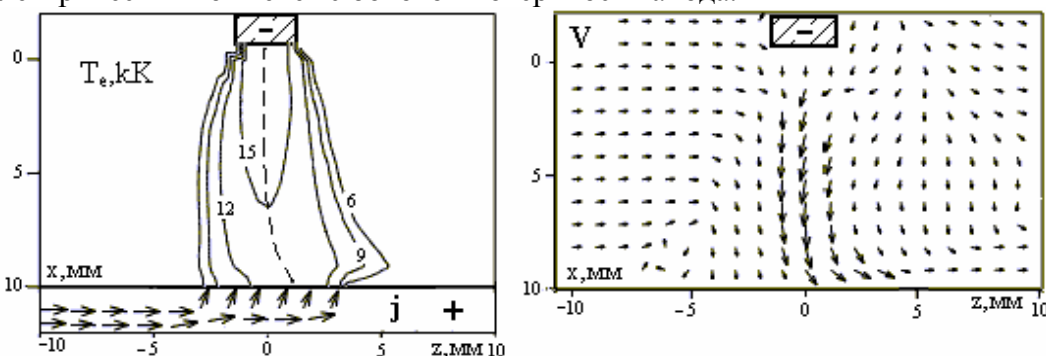


Рис.2. Изолинии температуры электронов T_e , векторные поля течения электрического тока \mathbf{j} в аноде и течения газа \mathbf{V} в столбе дуги; $I = 150$ А, $L=10$ мм.

В этом случае происходит взаимодействие магнитных полей, создаваемых течением тока в столбе дуги и аноде. Из рис. 2 видно, что направление течения тока в аноде оказывает заметное влияние на характеристики столба дуги.

Численные эксперименты [13] с электрической дугой в продольном магнитном поле H_x позволили выявить формирование такой сложной пространственной структуры столба дуги, как винтовая форма дуги (рис. 3).

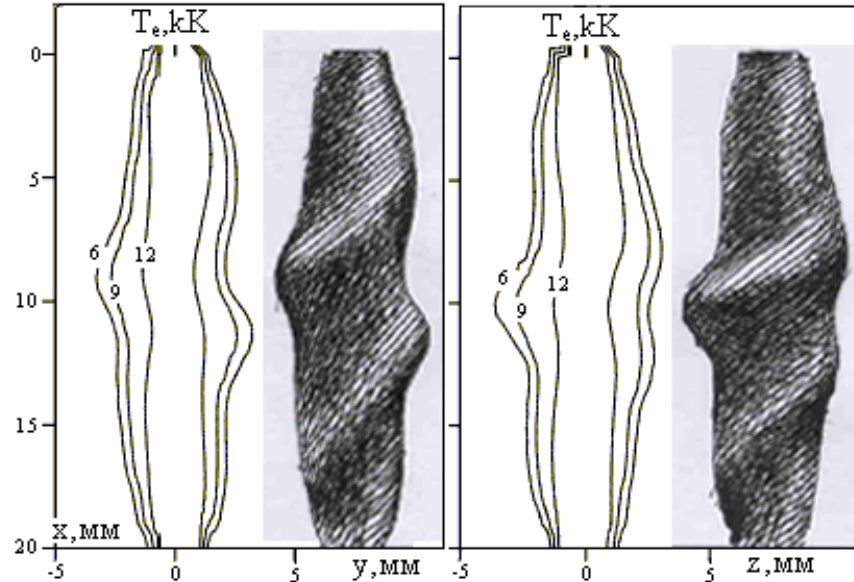


Рис. 3. Изолинии температуры электронов T_e и рисунок дугового столба; продольный обдув $U_{обдува} = 5$ м/с, $I = 50$ А, $L = 20$ мм, $H_x = 5$ кА/м.

В рамках двумерной математической модели развита методика расчета характеристик электрической дуги в областях сложной геометрии, включающей в себя столб дуги, твердое тело электродов, а также расплав материала электродов (рис. 4).

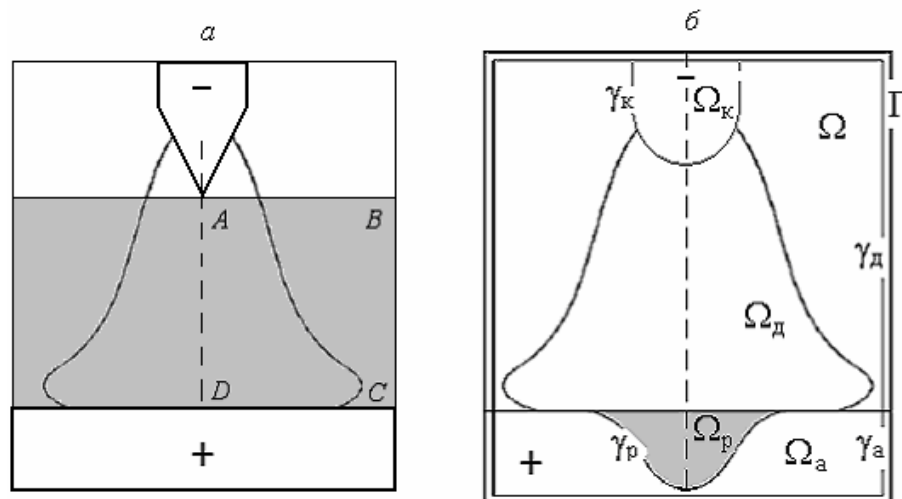


Рис. 4. *a* – расчётная область $ABCD$ столба дуги, не включающая катод « \leftarrow » и анод « \rightarrow ».
б – расчётная область Ω , заключающая в себе столб дуги и электроды, включая расплав;

Методика основана на использовании модели ЧЛТР плазмы с привлечением опытных данных о характеристиках дуги вблизи электродов и применении известного в вычислительной гидродинамике метода фиктивных областей [14].

Расчет характеристик электрической дуги в областях сложной геометрии проводится в рамках приближения частичного локального термодинамического равновесия плазмы.

В цилиндрической системе координат z, r, θ при условии $\partial/\partial\theta = 0$ (задачи обладают осевой симметрией) система МГД-уравнений имеет вид:

$$\text{div}(\rho\mathbf{U})=0, \quad (17)$$

$$\text{div}[N_e(\mathbf{U} + \mathbf{U}_d + \mathbf{U}_t + \mathbf{U}_a)]=R_e, \quad (18)$$

$$\text{div}[m(N_i+N_a)\mathbf{U}u]=\text{div}(\mu\text{grad}u) - \partial P/\partial z + \mu_0 j_r H_\theta + s_z, \quad (19)$$

$$\text{div}[m(N_i+N_a)\mathbf{U}v]=\text{div}(\mu\text{grad}v) - \partial P/\partial r + \mu_0 j_z H_\theta + s_r, \quad (20)$$

$$\text{div}[N_e(\mathbf{U}+\mathbf{U}_d+\mathbf{U}_t+\mathbf{U}_a)(5/2kT_e+U_i)] = \text{div}(\lambda_e\text{grad}T_e)+j^2/\sigma-\psi-B(T_e-T), \quad (21)$$

$$\text{div}[5/2kT(N_i+N_a)\mathbf{U}] = \text{div}(\lambda\text{grad}T)+B(T_e-T), \quad (22)$$

$$\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j}, \text{rot}\mathbf{E} = 0, \text{div}\mathbf{H} = 0, \quad (23)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{j}/\sigma \quad (24)$$

$$P/kT = N_i+N_a+N_eT_e/T \quad (25)$$

Электромагнитная часть задачи решается с использованием функции электрического тока $\chi(r,z)$, автоматически удовлетворяющей уравнению сохранения электрического тока $\text{div}\mathbf{j} = 0$ и определяемой соотношениями $\partial\chi/\partial z = -j_r r, \partial\chi/\partial r = j_z r$.

Система МГД-уравнений записана с учётом упрощений, справедливых для большинства электродуговых процессов. Так, в уравнениях движения пренебрегается силами Архимеда и Кулона; в уравнениях энергии – кинетической энергией потока газа и вязкой диссипацией; в законе Ома – плотностью индуцированного электрического тока, плотностью тока Холла и тока, обусловленного градиентом электронного давления.

Полагается, что протекающие процессы являются стационарными, однократно ионизованная плазма атмосферного давления представляет собой сплошную квазинейтральную среду; течение является ламинарным, излучение объемным, приэлектродные процессы не рассматриваются.

Апробация метода фиктивных областей для расчета электрической дуги в многосвязной области проведена в работах [15, 16].

Выполнено сравнение результатов расчета с экспериментом и расчетными данными работ [17–19], полученными без применения метода фиктивных областей. Анализ результатов позволяет предположить правомерность использования метода фиктивных областей для численного расчета характеристик электрической дуги. Показано, что для проведения количественного анализа необходимо привлечение дополнительной информации о дуговом разряде, которая может быть получена либо из эксперимента, либо в рамках соответствующих моделей приэлектродных процессов.

В рамках МФО проведены численные исследования влияния геометрической формы катода на характеристики электрической дуги [20].

Рассчитывалась электрическая дуга с катодами цилиндрической, конусной и сферической формы. Показано (рис. 5), что переход от цилиндрической формы катода к конусной форме и уменьшение угла заточки катода обуславливает не только концентрацию сил Ампера в узкой приосевой области, но и изменение направления воздействия электромагнитных сил дуги. С уменьшением угла заточки возрастает аксиальная компонента электромагнитных сил, непосредственно ускоряющая поток дуговой плазмы. В дуговой плазме вблизи конусного катода изолинии электрического тока близки не к дугам окружностей, как предполагается в рамках аналитического подхода [5], а к прямым линиям, нормальным к поверхности катода (см. рис. 5 б, в).

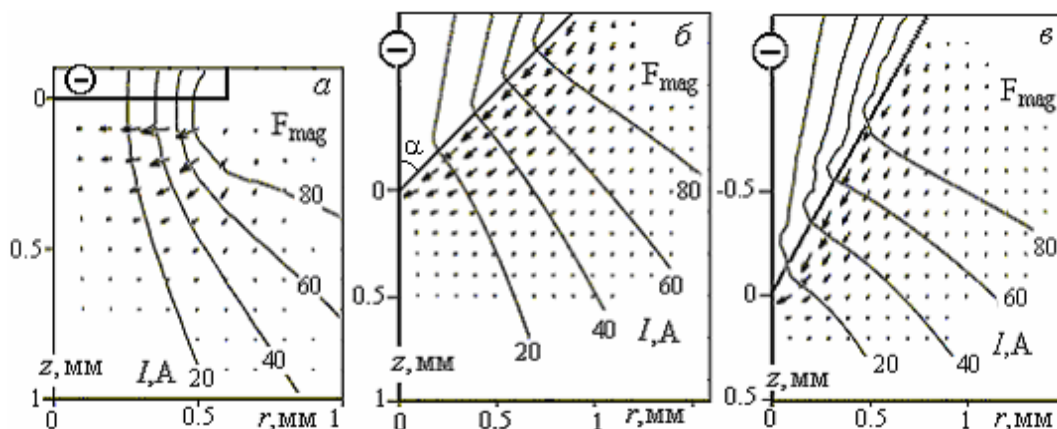


Рис. 5. Векторное поле электромагнитных сил F_{mag} и изолинии тока I вблизи катода; $a - \alpha = 90^{\circ}$; $b - \alpha = 45^{\circ}$; $c - \alpha = 30^{\circ}$; $I = 100$ А, $L = 5$ мм.

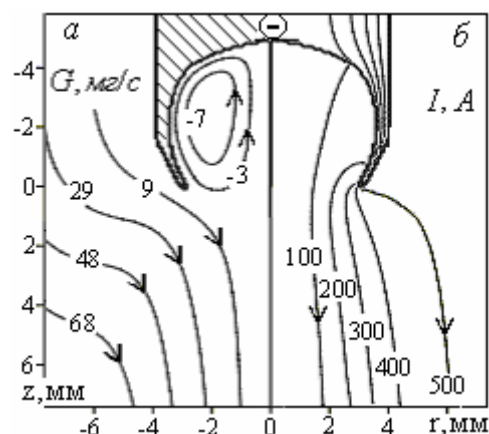


Рис. 6. Изолинии расхода газа G (а) и электрического тока I (б). $I = 500$ А.

Выполнен расчет характеристик электрической дуги с катодом, имеющим профилированную поверхность [21], а именно: когда на поверхности катода имеется осесимметричная каверна (рис. 6). Образование каверны может быть обусловлено, например, эрозией материала катода в процессе работы. Результаты расчета показывают, что в каверне формируется циркуляционное течение дуговой плазмы. В этой связи можно предположить, что циркуляция газа в каверне катода препятствует «уходу» испарившегося материала катода в столб дуги, и, тем самым, может способствовать снижению эрозии материала катода.

В работе [22] по результатам численных исследований предполагается возможность реализации трубчатой формы дугового разряда (рис. 7). Показано, что трубчатая форма разряда удовлетворяет ряду требований, предъявляемых к дуговым аппаратам для напыления порошковых материалов, и, следовательно, может быть рекомендована в электродуговых технологиях напыления.

Выполнены численные исследования электрической дуги с кольцевой привязкой на внешней боковой поверхности катода и на торце катода [23, 24]. В отличие от дуги со стержневым катодом и привязкой в виде опорного пятна, особенностью кольцевой привязки является рассредоточение дуги на большей площади, что позволяет работать с большими токами при сохранении умеренной эрозии катода.

Результаты исследований [25, 26] позволили предположить возможность реализации системы дуговых разрядов на коаксиальных катодах (рис. 8).

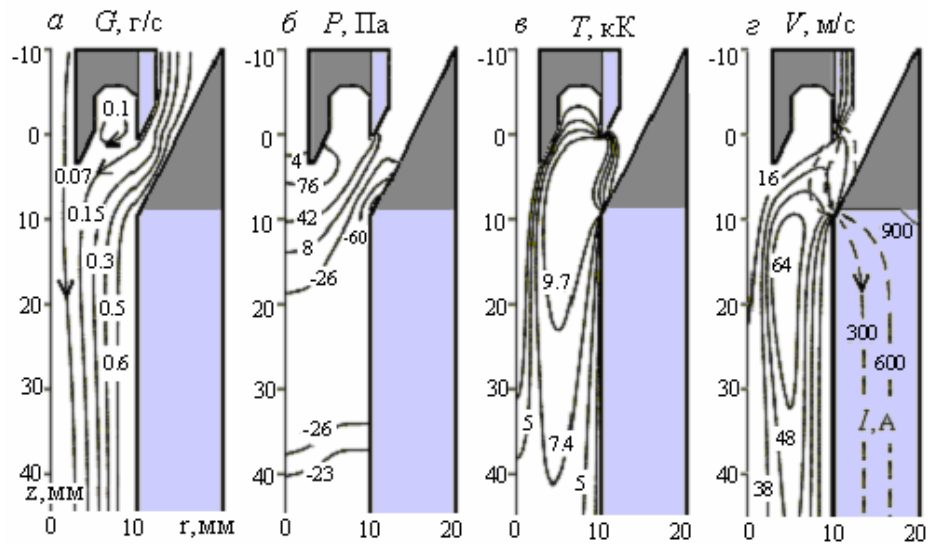


Рис. 7. Расчетные данные: *a* – изолинии расхода газа G , *б* – давления P , *в* – температуры T , *г* – скорости V и электрического тока I (штриховые).

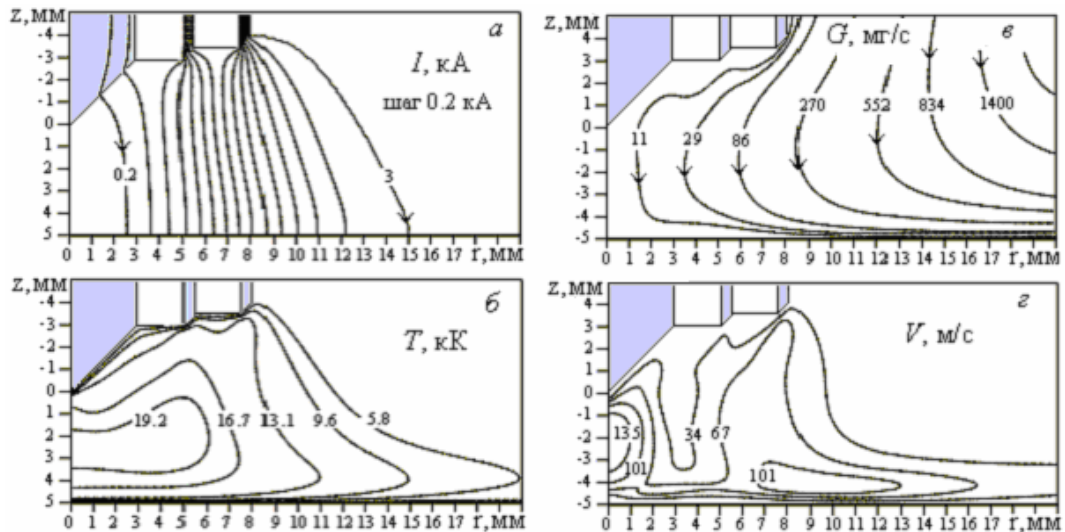


Рис. 8. Расчетные распределения характеристик трех коаксиальных дуг: изолинии электрического тока I (*a*) и температуры газа T (*б*), расхода газа G (*в*), скорости V (*г*).

Особенностью дуговых разрядов на коаксиальных катодах, в отличие от одиночной дуги, является возможность работы на сравнительно больших токах и большее тепловое воздействие на обрабатываемое изделие. Сравнение с одиночной дугой и системой двух коаксиальных дуг показывает, что в целом распределения характеристик качественно и количественно (в приосевой области) близки между собой за исключением теплового воздействия на анод: система коаксиальных дуг обеспечивает большее тепловое воздействие и увеличение глубины плавления анода.

Выполнен расчёт гидродинамики расплава капли катода [27, 28] и сварочной ванне анода [29, 30] в результате вязкого взаимодействия с потоком плазмы и воздействия электромагнитных сил дуги.

Для расплава катода рассматриваются три формы капли с условным названием короткая, длинная и широкая. Размеры и форма капли приведены на рис. 9 *a* – *в*. Для каждой из форм капли расчёты проведены при различных значениях радиуса r_c катодной привязки дуги: 1,5; 2 и 2,5 мм в случае широкой капли. Форма и размеры капли расплава задаются как исходные параметры задачи и являются неизменными в процессе счета. Температура в объеме капли полагается одинаковой (равной температуре плавления материала катода).

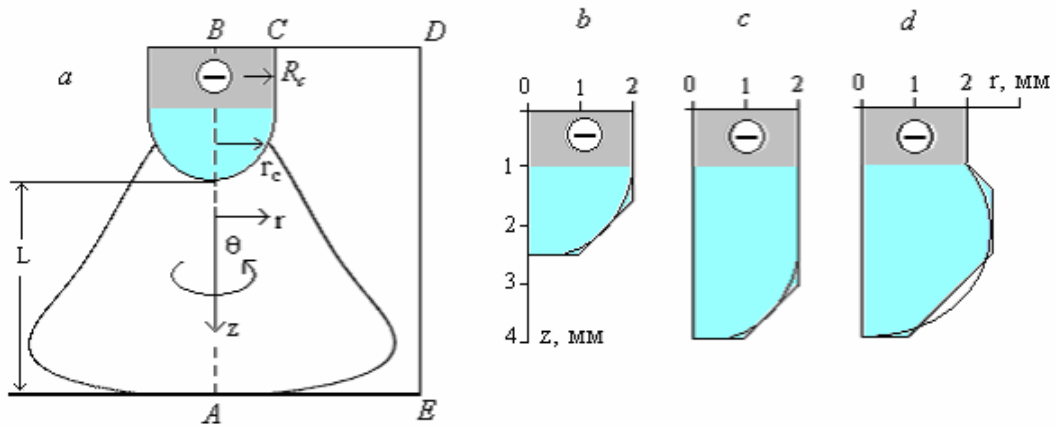


Рис. 9. Условная схема дуги с плавящимся катодом «←→» (а); размеры и форма капли расплава: короткая (b), длинная (c), широкая (d); криволинейная поверхность капли аппроксимируется прямыми отрезками.

Картина течения расплава в короткой капле для варианта $r_c = 1,5 \text{ мм} < R_c$ приведена на рис. 10 а. В результате совместного воздействия $F_{mag+wis}$ формируется тороидальный вихрь правовинтового направления вращения. Наибольшие значения скорости реализуются на внешней поверхности капли в области $r \approx 1 - 1,5 \text{ мм}$, $z \approx 1 - 1,5 \text{ мм}$; внутри капли скорость течения восходящего потока почти вдвое ниже.

Рассмотрена отдельно друг от друга роль F_{mag} и F_{wis} в формировании течения расплава. В результате вязкого взаимодействия с потоком дуговой плазмы в капле формируется одиночный тороидальный вихрь правовинтового направления вращения (рис. 10 б). Наибольшие значения скорости реализуются на горизонтальной поверхности капли $z = 1,5 \text{ мм}$ и приосевой области $r < 0,5 \text{ мм}$.

На рис. 11 а приведены картина течения расплава в результате воздействия электромагнитных сил и векторное поле F_{mag} . В капле формируются два тороидальных вихря: большой правовинтового и малый вихрь левовинтового направления вращения.

Малый вихрь, как показал дополнительный численный анализ, обусловлен воздействием именно электромагнитных сил, а не является вторичным течением, порожденным большим вихрем. Наибольшие значения скорости реализуются на внешней поверхности $r \approx 1,5 \text{ мм}$, $z \approx 1 \text{ мм}$ и в центральной области расплава $r \approx 0,5 - 1 \text{ мм}$, $z \approx 0,5 \text{ мм}$; в области малого вихря скорость течения в несколько раз меньше.

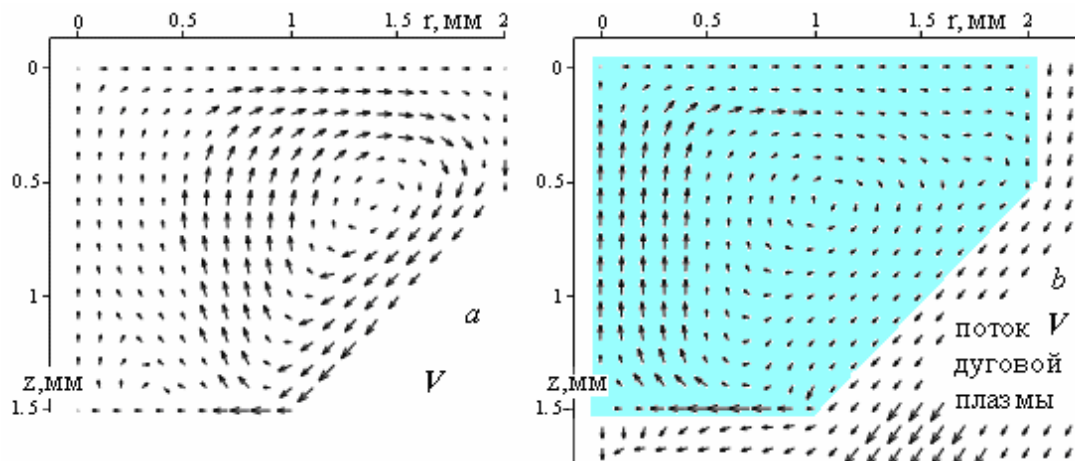


Рис. 10. Векторные поля скорости V в капле расплава: а – результат совместного воздействия $F_{mag+wis}$; б – результат воздействия F_{wis} . $r_c = 1,5 \text{ мм} < R_c$.

Сравнение показывает, что воздействие каждой из сил F_{mag} и F_{wis} формирует в целом идентичную картину течения расплава, т.е. силы F_{mag} и F_{wis} содействуют друг другу.

Исключение составляет участок вблизи горизонтальной поверхности капли, где малый вихрь (см. рис. 11 *a*), обусловленный воздействием F_{mag} , противодействует течению, формируемому F_{wis} .

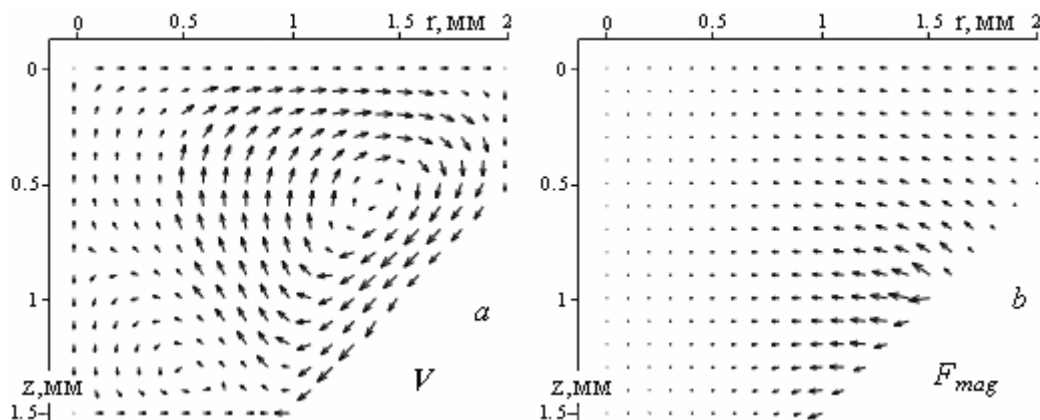


Рис. 11. Векторное поле скорости V (*a*) в капле расплава в результате воздействия электромагнитных сил F_{mag} (*b*); $r_c = 1,5 \text{ мм} < R_c$.

Таким образом, установлено, что влияние электромагнитных сил дуги на течение в капле расплава катода в значительной степени определяется соотношением между радиусом r_c катодной привязки дуги и радиусом R_c катода. При соотношении $r_c \neq R_c$ электромагнитные силы дуги формируют течение, а при $r_c \approx R_c$ – блокируют течение.

В сварочной ванне анода роль вязкого взаимодействия плазма – расплав и электромагнитных сил дуги в формировании течения расплава зависит от глубины ванны. В сравнительно мелкой ванне (глубиной до 10 мм в рассмотренном диапазоне параметров дуги) течение расплава формируется в результате вязкого взаимодействия с потоком плазмы; воздействие электромагнитных сил незначительно (рис. 12).

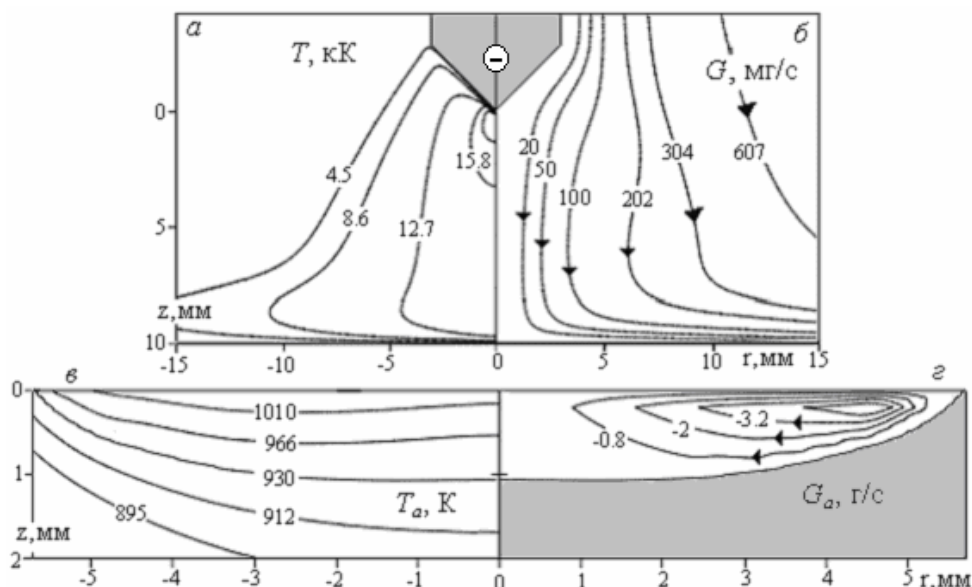


Рис. 12. Дуга с конусным катодом: изолинии температуры T (*a*) и расхода газа G (*б*) в дуге; температуры анода T_a (*в*) и расхода расплава G_a (*г*); $I = 500 \text{ А}$, $L = 10 \text{ мм}$, $h_a = 7 \text{ мм}$.

В более глубокой ванне (рис. 13) в верхней области течение по-прежнему формируется вязким взаимодействием плазма – расплав, а внутри сварочной ванны течение формируется электромагнитными силами дуги.

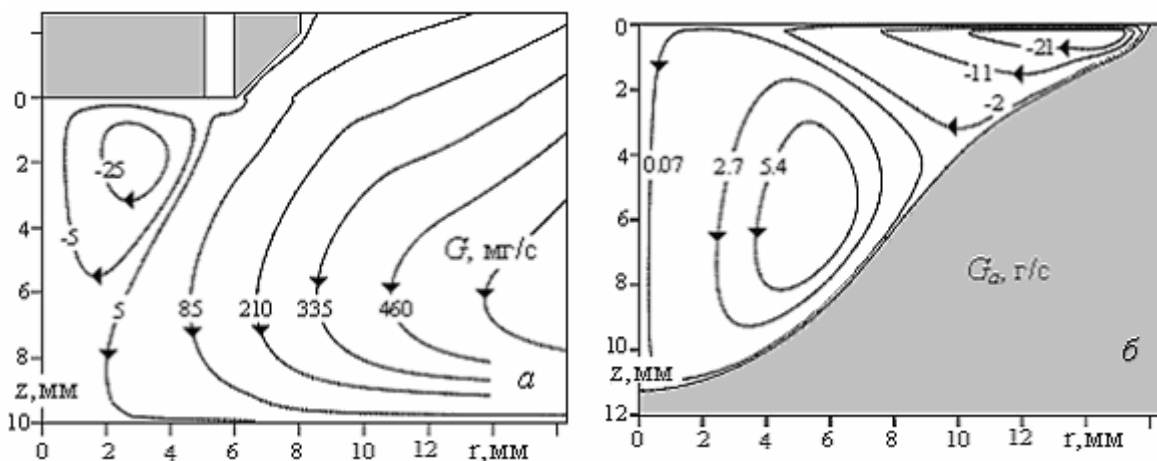


Рис. 13. Дуга с кольцевой катодной привязкой: (а) – изолинии расхода газа G в столбе дуги; (б) – расплава G_a в сварочной ванне.

Подводя краткий итог, можно констатировать, что математическое моделирование низкотемпературной плазмы на основе новых вычислительных и компьютерных технологий позволяет заметно продвинуться в понимании сложного комплекса процессов электрической дуги. Вместе с тем, широкий круг практически важных задач требует дальнейшего развития расчетно-теоретических моделей электрической дуги и проведения численных исследований.

Список литературы

1. Жайнаков А., Энгельшт В.С. К расчету плазматрона. В кн.: Применение плазматрона в спектроскопии. Фрунзе: Илим, 1970, с.194.
2. Жайнаков А., Лелевкин В.М., Энгельшт В.С. Нагрев и течение проводящего газа // Изв. АН СССР, МЖГ. 1975, № 5. с. 190-193.
3. Десятков Г.А., Жайнаков А., Козлов П.В. и др. Методы расчета и численный анализ течений проводящего газа в сильноточных электрических дугах // Изв. АН СССР, МЖГ. 1978, № 5. с. 103-110.
4. Жайнаков А., Невелев Д.В., Слободянюк В.С., Энгельшт В.С. Магнитогазодинамические потоки в сильноточных электрических дугах // Изв. АН СССР, МЖГ. 1983, № 5. с. 138-143.
5. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А., Жайнаков А. и др. Низкотемпературная плазма. Т.1. Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука, 1990.
6. Жайнаков А., Лелевкин В.М., Мечев В.С. и др. Электрическая дуга – генератор низкотемпературной плазмы. – Бишкек: Илим. – 1991. – 440 с.
7. Жайнаков А., Урусова Т.Э., Урусов Р.М. Трехмерная модель расчета электродуговых потоков // Бишкек: Наука и новые технологии. 1999. № 2. с. 3–7.
8. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Численный анализ неосесимметричных электрических дуг. Бишкек: Илим, 2001. 232с.
9. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 146 с.
10. Жайнаков А., Урусов Р.М. Трехмерная математическая модель расчета электродуговых потоков плазмы // М: ТВТ, 2002, т.40, №1, с.13-18.
11. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Численное моделирование газодинамических потоков, формируемых электрической дугой во внешнем поперечном магнитном поле // М: ТВТ, 2002, т.40, №2, с.199-203.
12. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Влияние токоподвода к аноду на столб открытой электрической дуги. Труды 3-й Международной научно-технической конференции. Алматы, 2002, с.138-141.

13. Урусов Р.М. Расчет электрической дуги в продольном магнитном поле // М: ТВТ, 2003, т.41, №2, с.181-188.
14. Смагулов Ш., Сироченко В.П., Орунханов М.К. Численное исследование течений жидкости в нерегулярных областях. – Алматы, 2001, 276с.
15. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Расчёт электрической дуги в многосвязной области методом фиктивных областей // Вычислительные технологии. – Новосибирск. – 2003. – т. 8. ч.2. – с.12 – 21.
16. Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Применение метода фиктивных областей для расчёта электрической дуги // М: ТВТ.– 2004. – т.42. – № 3. – С.374 – 382.
17. Шоек П. Исследование баланса энергии на аноде сильноточных дуг, горящих в атмосфере аргона // В кн.: Современные проблемы теплообмена. – М.: Энергия. 1966. – с.110 – 139.
18. Hsu K.S., Etemadi K., Pfender E. Study of the Free-Burning High-Intensity Argon Arc// J. Appl. Phys. – 1983. – Vol. 54. – No 3. – pp. 1293 – 1304.
19. Hsu K.C., Pfender E. Two-Temperature Modeling of the Free-Burning, High-Intensity Arcs // J. Appl. Phys. – 1983. – Vol.54. – No 8. – pp. 4359.
20. Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Численное исследование влияния формы катода на характеристики электрической дуги // М: ТВТ. – 2005. – т.43. – № 3. – с.359 – 366.
21. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. К расчёту течения плазмы вблизи профилированной поверхности катода электрической дуги // М: ТВТ. 2005. т. 43. №2. с.175 – 180.
22. Урусов Р. М., Урусова Т. Э. Численная реализация электрической дуги трубчатой формы // Новосибирск: ТиА. – 2005. – т.12. – №2. – с.315 – 323.
23. Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Расчёт электрической дуги с кольцевой привязкой на внешней боковой поверхности катода // Новосибирск: ТиА. 2005. т.12. №3. с.501 – 511.
24. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т. Э. Численный расчёт электрической дуги с кольцевой привязкой на торце катода // Новосибирск: ТиА. 2006. т.13. №4. с.651 – 658.
25. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Расчет электрической дуги на коаксиальных катодах // Вестник КНУ, – Бишкек, – 2005. – с. 141 – 143.
26. Урусова Т. Э. Численная реализация дугового разряда на коаксиальных катодах // Изв. НАН КР. – 2006. – №2. – с. 94 – 100.
27. Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Расчёт стационарного течения в ванне расплава при электродуговом нагреве // Новосибирск: ТиА.– 2007. – т.14. – №2. – с.277 – 288.
28. Урусова Т.Э. К расчёту гидродинамики расплава катода электрической дуги // Изв. НАН КР. – Бишкек. – 2007. – №4. – с. 17 – 25.
29. Урусов Р.М., Урусова Т.Э., Нам И. Численное исследование течения в капле расплава катода электрической дуги // Новосибирск: ТиА. – 2008. – т.15. – №1. – с.365 – 374.
30. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Численный анализ электрических дуг в нерегулярных областях. – Бишкек. – 2007. – 196 с.