

УДК 537.523:538.4 (575.2) (04)

РАСЧЕТ ПЛАЗМОТРОНА С ВЫНЕСЕННОЙ ДУГОЙ

В.М. Лелевкин – докт. физ.-мат. наук

В.Ф. Семенов – канд. физ.-мат. наук

The electric arc features were made into the argon flow, ventilated trough a cathode attachment in open media of atmospheric pressure on the basis of MGL equations system. The interdiffusive processes at varied current's intensity and a gas consumption were taken into account. The outcomes are in agreement with experimental data.

Введение. Открытая электрическая дуга широко применяется в науке и технике. Наиболее важные из ее технических приложений – это сварка и резка металлов, очистка и легирование сплавов, создание источников излучения высокой яркости и др. [1–7]. По сравнению с дугой в канале открытая дуга является наиболее доступным объектом для экспериментальных исследований. Достоинства свободногорящей дуги обусловлены сравнительно простым способом ее получения, несложностью диагностики и управления ее характеристиками, возможностью работы в различных газах. Важной чертой открытого режима горения дуги является существование свободной конвекции, оказывающей стабилизирующее воздействие на границу высокотемпературной области [8].

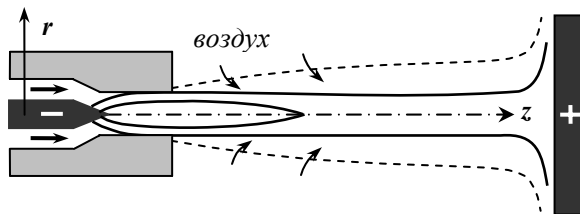


Рис. 1. Схема генератора плазмы с вынесенной дугой.

Для плазменной обработки поверхностей широко используются плазматроны с вынесенной дугой [5] (рис. 1). В таких устройствах возможно увеличение полезной мощности за счет преобразования электрической энергии в тепловую на всем протяжении плазменного потока вплоть до взаимодействия его с обрабатываемой поверхностью. Плазматроны с вынесенной дугой позволяют получать потоки плазмы с более высокой концентрацией энергии, максимальной среднemasсовой температурой и скоростью. Это отличает их от обычных

плазматронов, генерирующих бестокковые струи в открытое пространство. Другим существенным преимуществом таких схем является возможность управлять токоведущим плазменным потоком – внешним магнитным полем. Кроме того, соответствующее оборудование сравнительно компактно, просто и дешево.

Модель. Свободногорящий столб дуги не является аксиально-однородным и требует для своего описания совместного расчета столба дуги и приэлектродных областей, что ограничивает применимость МГД моделей типа приближения пограничного слоя для расчета ее характеристик.

В данной работе проводится расчет характеристик электрической дуги в потоке аргона, продуваемого через катодный насадок в открытую воздушную среду атмосферного давления при вариации силы тока и расхода газа. Для описания вынесенной дуги используется полная система МГД уравнений [8] с учетом процессов взаимной диффузии газов. Допускается, что протекающие про-

цессы стационарные и осесимметричные, течение ламинарное, излучение объемное, плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Уравнения непрерывности, Навье-Стокса, баланса энергии, Максвелла и закон Ома записываются в виде:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho \vec{V}) &= 0, \\ \rho(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= -\nabla \left(P + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \vec{V} \right) + 2 \nabla \cdot (\eta \dot{S}) + \vec{j} \times \mu \vec{H}, \\ \rho C_P (\vec{V} \cdot \nabla) T &= \vec{V} \cdot \nabla P + \vec{j} \cdot \vec{E} + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \psi - \sum_{\alpha} \rho C_{P\alpha} \vec{V}_{\alpha}^{diff} \cdot \nabla T, \\ \nabla \times \vec{E} &= 0, \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{j}, \quad \vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{V} \times \mu \vec{H}). \end{aligned}$$

Здесь в уравнение баланса энергии введено слагаемое, учитывающее диффузионный перенос энергии α -компонентой; $\vec{V}_{\alpha}^{diff} = -D_{\alpha} \nabla Y_{\alpha}$ – скорость диффузии α -компонента, $Y_{\alpha} = \rho_{\alpha} / \rho$ – относительная массовая концентрация. Смешение плазмообразующего газа с окружающей средой определяется конвективными и диффузионными потоками и описывается уравнением баланса массы:

$$\rho(\vec{V} \cdot \nabla) Y_{\alpha} = \nabla \cdot (\rho D_{\alpha} \nabla Y_{\alpha}),$$

где $\sum Y_{\alpha} = 1$. Система дополняется интегральным условием сохранения тока дуги и зависимостями коэффициентов переноса и теплофизических свойств плазмы от температуры и давления [8].

Обозначения: $\vec{V}(v, u, 0)$ – скорость, $\vec{j}(j_r, j_z, 0)$ – плотность электрического тока, $\vec{E}(E_r, E_z, 0)$, $\vec{H}(0, 0, H_{\varphi})$ – напряженности электрического и магнитного полей, T – температура, P – давление, μ – магнитная постоянная, \dot{S} – тензор скоростей деформаций, ρ , σ , λ , η , ψ , C_P – соответственно плотность, электропроводность, теплопроводность, вязкость, излучательная способность и удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении, D_{α} – эффективный коэффициент диффузии. Индексы r, z, φ – соответствуют осям цилиндрической системы координат.

Коэффициенты переноса для аргона и воздуха считаются заданными функциями температуры и давления [8]. Данные по составу и теплофизическим свойствам смеси (аргон-воздух) берутся из расчета по универсальной программе АСТРА [9], а коэффициенты переноса σ , λ , η , ψ определяются приближенными полуэмпирическими соотношениями с учетом весовой и молярной доли концентрации аргона в воздухе и значений коэффициентов для несмешанных (чистых) газов.

Расчетная область включает участок дуги в канале насадка, твердые тела (стенки и электроды) и холодный газ в открытом пространстве (рис. 1). Граничные условия задаются по внешнему контуру расчетной области и аналогичны [10] для расчета дуги в катодном насадке и [11] – для открытой дуги. В начальном сечении распределения характеристик определяются из решения одномерных уравнений по заданным значениям силы тока, расхода газа и температуры стенок ($T_R = 300$ К). На оси используются условия симметрии, на стенках – условия прилипания и непроницаемости ($v = u = 0$), а для реагирующих сред – условия идеальной инертности поверхности ($\partial Y_{\alpha} / \partial r = 0$); на открытых границах – условия нормального втекания-вытекания газа, асимптотическое сопряжение температуры с внешней средой, давление атмосферное. Размеры и расположения катодной и анодной привязок дуги, распределения плотности тока и температуры плазмы вблизи электродов и стенок насадка устанавливаются в процессе численного решения.

Метод решения. Система МГД-уравнений приводится к дивергентной форме и в цилиндрической системе координат записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(C_\phi \rho v r \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(C_\phi \rho u r \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = S_\phi,$$

где $\phi = (T, v, u, \chi, Y_\alpha)$ – обобщенная переменная; $\chi = rH_\phi$ – функция электрического тока, тождественно удовлетворяющая уравнению непрерывности $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ и определяемая уравнением

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v \mu_0}{r} \chi \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u \mu_0}{r} \chi \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r \sigma} \frac{\partial \chi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r \sigma} \frac{\partial \chi}{\partial z} \right),$$

заменяющего собой уравнения Максвелла и закон Ома. Значения нелинейных коэффициентов C_ϕ , Γ_ϕ , S_ϕ устанавливаются из соответствия исходным МГД-уравнениям. В случае уравнения непрерывности $\phi = 1$, $\Gamma_\phi = 0$, $S_\phi = 0$.

Решение дифференциальных уравнений проводится методом конечных разностей в физических переменных. Дискретизация уравнений осуществляется на неравномерной сетке методом контрольного объема [12]. Производные, входящие в граничные условия, аппроксимируются разностями второго порядка точности. Решение разностных уравнений ведется итерационным методом с использованием прогонок и методики “сквозного счета” [11] с непосредственным переходом из плазмы (газа) в твердое тело (электроды, стенка насадка), а также из твердого тела в плазму. В области, занятой твердым телом, используются теплофизические свойства материала катода (вольфрам), анода (медь) и стенок насадка (медь), а на их контактной поверхности с плазмой ставится ограничивающее условие на расчетную температуру, определяемую температурой плавления материала тела. Поле давления рассчитывается на основе процедуры SIMPLE [12].

Результаты. Проводится расчет характеристик электрической дуги длиной 15 см в потоке аргона, продуваемого через катодный насадок ($d = 5$ мм, $L = 4$ мм) в открытую воздушную (или аргоновую) среду атмосферного давления (рис. 1) в зависимости от изменения силы тока ($I = 100$ –400 А) и расхода газа ($G_0 = 8$ –32 л/мин).

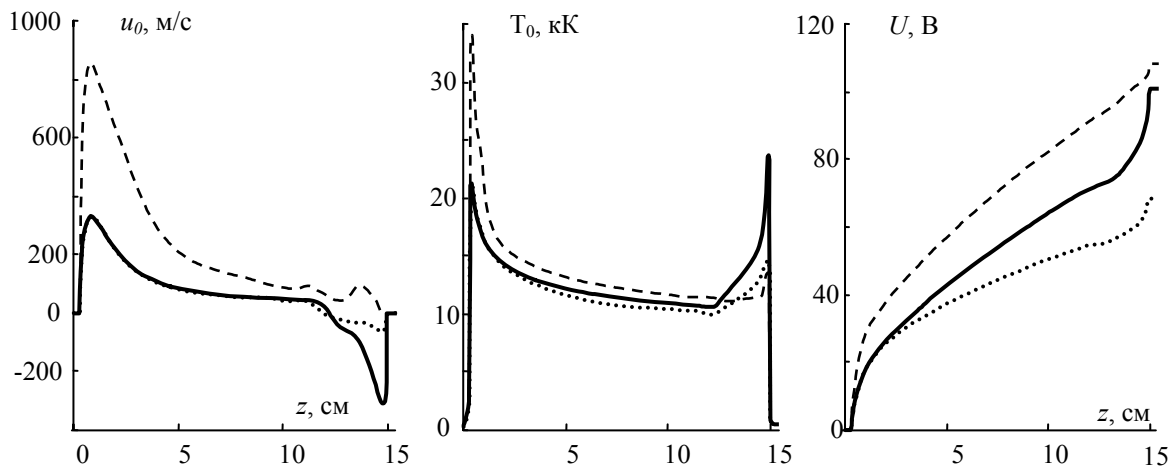


Рис. 2. Аксиальные распределения характеристик дугового потока аргона в аргоне (точки, $G_0 = 8$ л/мин) и в воздухе: $G_0 = 8$ л/мин (сплошная), 32 л/мин (штриховая); $I = 100$ А.

Как следует из результатов (рис. 2), в канале насадка формируется интенсивный поток плазмы, который вытекает из сопла в окружающую среду, нагревает ее и вовлекает в движение. Вблизи среза сопла реализуются значительные аксиальные градиенты температуры, скорости и напряженности

поля E , но при $z/d > 3$ их изменение становится не существенным. Расширение токопроводящей границы от среза насадка способствует аксиальному ускорению потока плазмы электромагнитными силами и, как следствие, увеличению конвективного потока тепла и импульса, появлению радиальной составляющей скорости во внешней среде (рис. 3). Холодный газ втягивается в дугу почти перпендикулярно ее границе и при взаимодействии с осевым потоком плазмы меняет радиальное направление движения на аксиальное. Максимум ρu реализуется вблизи токопроводящей границы.

Электромагнитный механизм вовлечения газа в дугу действует на вязкостный, повышая эффективность последнего. С увеличением силы тока ($I = 100\text{--}400\text{ А}$) возрастает скорость истечения плазмы из насадка от 320 до 1600 м/с (при $G_0 = 8\text{ л/мин}$), что ведет к повышению радиальных градиентов скорости и росту вязких напряжений. Профиль массовой скорости в начальных сечениях в значительной мере формируется электромагнитными силами, в результате чего распределение ρu имеет четко выраженный осевой максимум (рис. 3). Пренебрежение действием собственного магнитного поля (пинч-эффектом) приводит к возрастанию радиальных размеров дуги и к заметному снижению аксиальной скорости потока плазмы вблизи среза сопла насадка.

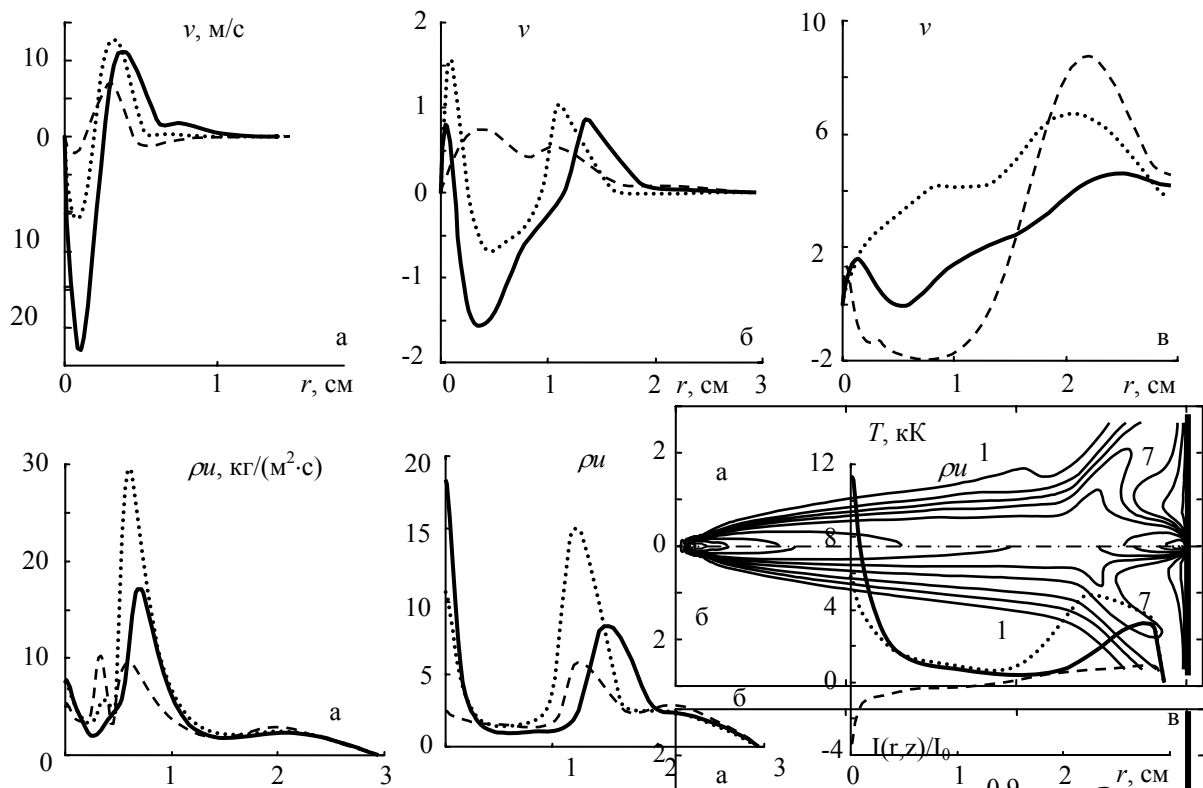


Рис. 3. Распределения характеристики потока плазмы аргона в воздухе: $I = 100\text{ А}$ (штриховая), 250 А (точечная), 400 А (сплошная)

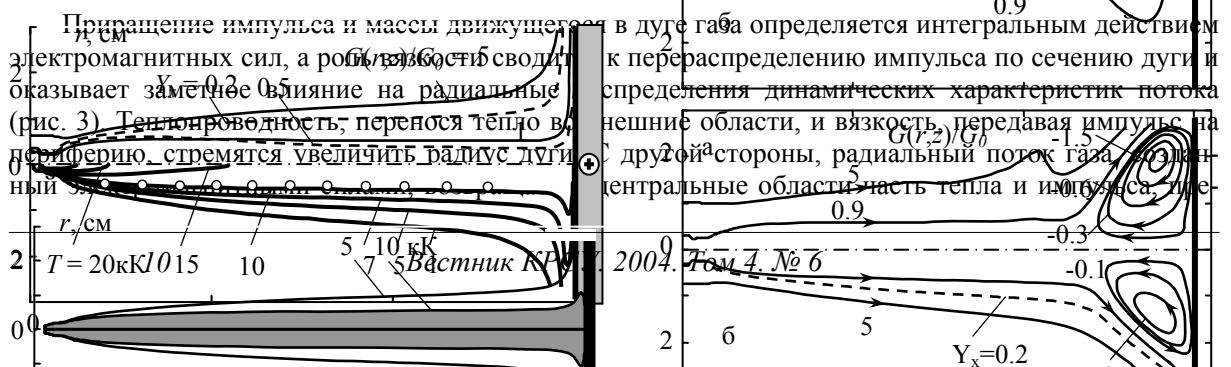


Рис. 4. Поле температур T , линий тока газа $G(r,z)/G_0$ и массовой концентрации аргона Y_x в воздухе: $I = 250\text{ А}$, $G_0 = 8\text{ л/мин}$, точки – видимая граница дуги ($T = 10\text{ кК}$).

Рис. 5. “Стержневая” форма аргоновой дуги в воздухе ($T = 10\text{ кК}$); $I = 250\text{ А}$, $G_0 = 8\text{ л/мин}$.

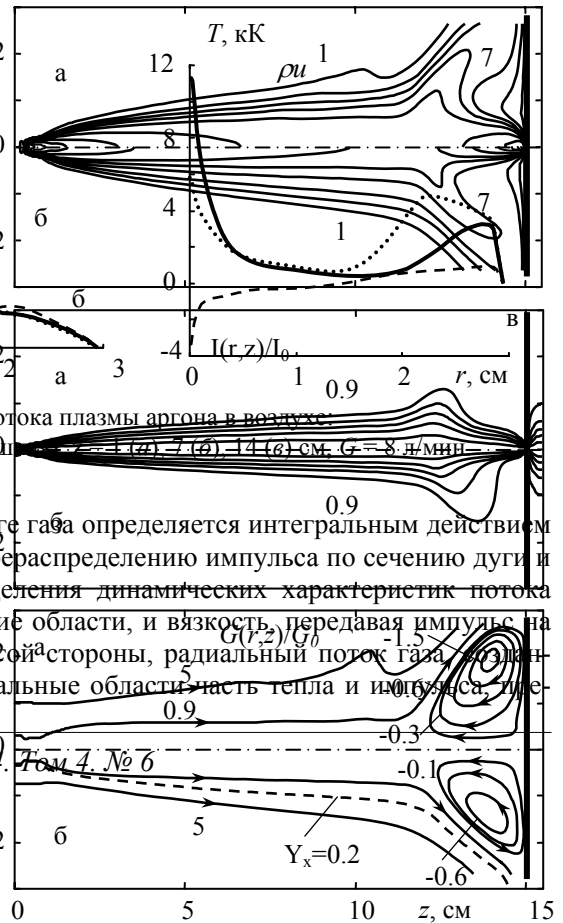


Рис. 6. Поля T (шаг 2 кК), $I(r,z)/I_0$ (шаг 0.2) и $G(r,z)/G_0$ при истечении плазмы аргона в аргон (а) и в воздух (б); $I = 100\text{ А}$, $G_0 = 8\text{ л/мин}$.

пятствует расширению дугового столба. В результате основная часть конвективного потока тепла и импульса приходится на сравнительно узкую центральную область, что приводит к формированию дуги в виде длинного ярко светящегося столба с малым углом раскрытия (рис. 4–5). Полученная из расчета “стержневая” форма аргоновой дуги в воздухе согласуется с натурными наблюдениями (изотерма ~ 10 кК, рис. 4). С удалением от насадка все большее влияние на характеристики плазменного потока оказывает воздушная среда (рис. 2). Массовая концентрация аргона по линии расхода G_0 составляет $Y_x \sim 0.5$ при $I = 250$ А, а при $I = 100$ А снижается до 0.3.

При уменьшении силы тока ($I = 100$ А) в прианодной области реализуется сложная картина течения, вызванная столкновением аксиального потока плазмы с анодной струей. В этой области образуется интенсивный тороидальный вихрь (рис. 6), способствующий контракции дуги в прианодной области и усилению направленного потока плазмы от поверхности электрода ($u_0 < 0$), в результате чего распределение температуры по сечению дуги носит немонотонный характер (рис. 7). С увеличением G_0 до 32 л/мин ($I = 100$ А) в канале насадка формируется интенсивный поток плазмы, который при натекании на поверхность анода подавляет зону рециркуляции, а распределения температуры и линий тока газа становится аналогичными рис. 4 ($I = 250$ А, $G_0 = 8$ л/мин).

Радиальные размеры токопроводящей границы дугового потока аргона при истечении в воздушную среду меньше, чем в аргоновую (\sim на 20 % в сечении $z = 10$ см при $I = 100$ А, $G_0 = 8$ л/мин), соответственно больше контракция дуги вблизи анода и, как следствие, выше температура и скорость анодной струи, например, в сечении $z = 14$ см: в воздухе $u_0 = -140$ м/с, в аргоне -70 м/с.

Электрическая дуга горит преимущественно в аргоне, так как в аргоновой среде для поддержания разряда требуются меньшие энергетические затраты по сравнению с дугой в воздухе. Поэтому дуге энергетически “выгодно”, чтобы весь продуваемый через электродное сопло аргон оставался внутри токопроводящей области. Следствием этого является образование узкой цилиндрической формы видимой границы дуги (изотерма ~ 10 кК). К тому же ~ 95 % полного тока ограничено изотермой ~ 10 кК ($z < 4$ см), а далее вниз по потоку ее величина постепенно снижается и при $z = 14$ см составляет ~ 8 кК. Для этих температур теплопроводность аргона заметно меньше теплопроводности воздуха. Поэтому вблизи $T(r^*, z) = 8-10$ кК кондуктивные потоки тепла уменьшаются, что способствует сохранению вдоль потока “стержневой” формы видимой границы дуги. С удалением от начального сечения происходит расширение токопроводящей области и связанное с ним увеличение расхода воздуха в дуговом потоке, что приводит к появлению слабой немонотонности в распределении $E(z)$. При истечении плазмы в среду аргона “стержневая” форма видимого столба дуги выражена в меньшей степени.

Таким образом, изменением расхода и силы тока регулируется интенсивность потока плазмы на поверхность обрабатываемого изделия, создаются необходимые тепловые потоки и динамический напор для резки и плавки металлов, плазменного напыления и т.п. Используемая МГД-модель позволяет проводить оптимизацию режимов работы плазмотрона применительно к требуемым технологическим условиям.

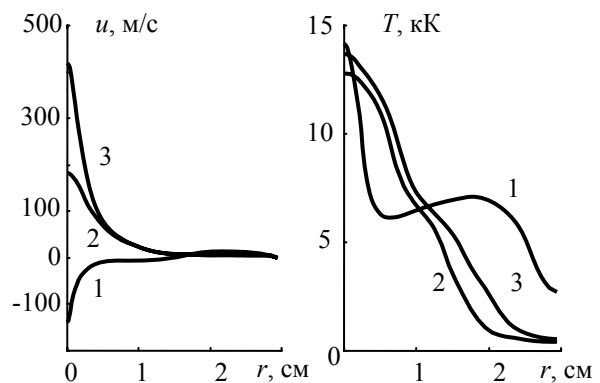


Рис. 7. Распределения u , T аргона в воздухе: $I = 100$ (1), 250 (2), 400 (3) А, $z = 14$ см, $G_0 = 8$ л/мин.

Литература

1. Жуков М.Ф., Солоненко О.П. Высокотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалов. – Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1990. – 516 с.
2. Кудинов В.В., Иванов В.М. Нанесение плазмой тугоплавких покрытий. – М.: Машиностроение, 1981. – 192 с.
3. Цветков Ю.В., Панфилов С.А. Низкотемпературная плазма в процессах восстановления. – М.: Наука, 1980. – 360 с.
4. Плазменные процессы в металлургии и технологии неорганических материалов / Под ред. Б.Е. Патона. – М.: Наука, 1973. – 244 с.
5. Генерация потоков электродуговой плазмы / Под ред. В.Е. Накорякова. – Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1987. – 446 с.
6. Лесков Г.И. Электрическая сварочная дуга. – М.: Машиностроение, 1970. – 335 с.
7. Донской А.В., Клубников В.С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. – Л.: Машиностроение, 1979. – 222 с.
8. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука СО, 1990. (Низкотемпературная плазма. Т.1). – 376 с.
9. Синярев Г.Б., Ватолин Н.А., Трусов Б.Г. и др. Применение ЭВМ для термодинамических расчетов металлургических процессов. – М.: Наука, 1982. – 264 с.
10. Жеенбаев Ж.Ж., Лелевкин В.М., Мукалаев К.О., Семенов В.Ф. Характеристики электрической дуги в катодном насадке // Изв. НАН КР. – 2001. – № 3–4. – С. 58–62.
11. Лелевкин В.М., Семенов В.Ф. Численное моделирование характеристик открытой сильноточной дуги // Теплофизика и аэромеханика. – 2002. – Т.9. – № 2. – С. 325–331.
12. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.