

УДК 621.793.74

В.М. Пащенко, М.Ю. Харламов

Національний технічний університет України «КПІ», Україна
Східноукраїнський національний університет ім. В.Даля, Україна
Тел.: +38 (067) 2549375; E-mail: vnv@wd.ntu-kpi.kiev.ua

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПОТОКІВ ПОВІТРЯНОЇ ПЛАЗМИ ДУГОВИХ ПЛАЗМОТРОНІВ ПОСЕРЕДНЬОЇ ДІЇ

У статті представлена математична модель, що описує турбулентну течію електродугової повітряної плазми і процес формування плазмового струменя. Проведене порівняння розрахункових даних із результатами експериментальних досліджень енергетичних характеристик струменя плазмотрона посередньої дії із ступінчастим дуговим каналом.

Ключові слова: математична модель, дуга, плазмотрон, повітряна плазма, плазмовий струмінь, розподіл параметрів.

Вступ

Ефективність процесів інженерії поверхні, що застосовують плазмові джерела енергії, значною мірою залежить від характеристик плазмового середовища в якому здійснюється процес обробки матеріалу. Перспективними, на сьогодні, вважаються високо- та середньоентальпійні плазмові середовища, характерним представником яких є повітряна плазма [1]. Доступність і дешевизна вихідної плазмоутворювальної речовини разом із значним рівнем середньомасових температур (6000 – 7000) К при характерних для інженерії поверхні енерговкладах (3 – 12) кВт·год./ м³, дозволяють достатньо ефективно застосовувати повітряну плазму для плазмового загартовування та плазмового напилення широкої номенклатури матеріалів [2].

Водночас, досягнення високих значень коефіцієнта використання матеріалу та показників якості отриманого покриття можливе лише за умов наявності вичерпної інформації про просторий розподіл основних параметрів повітряно-плазмових струменів – температури, ентальпії, швидкості. Знання характеристик відповідних полів дає змогу організовувати раціональне розміщення вихідного матеріалу в межах робочої зони плазмового струменя, свідомо вибирати дистанції обробки поверхонь та формування покриттів, приймати рішення щодо застосування магнітної корекції процесу формування газопорошкового струменя.

Експериментальне дослідження характеристик реальних плазмових струменів молекулярних газів було і залишається тривалим, достатньо складним і витратним процесом [3]. Альтернативою йому може бути математичне моделювання потоків низькотемпературної плазми за розрахунковими схемами, максимально наближеними до реально існуючих і застосованих у процесах напилення та загартовування.

Основний зміст та результати роботи

Експериментальне дослідження плазмових струменів повітряного плазмотрона. Досліджувався дуговий плазмотрон розповсюдженої у практиці плазмового напилення лінійної схеми з автогазодинамічною стабілізацією довжини дуги, розрахований на використання плазмоутворювального повітря або суміші повітря з вуглеводневими газами (рис.1).

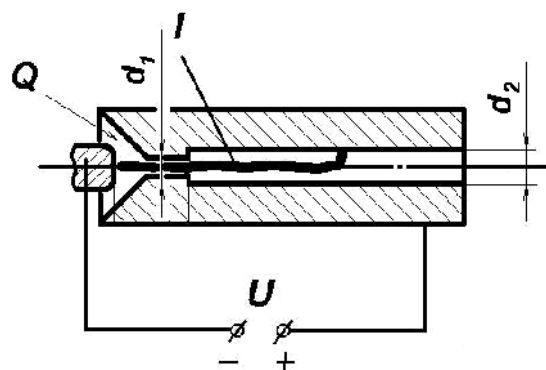


Рис.1. Принципова схема повітряного плазмотрона із автогазодинамічною стабілізацією довжини дуги: I – струм дуги (стабілізується джерелом живлення); U – напруга на дузі; Q – витрата плазмоутворювального газу; d_1 та d_2 – відповідно діаметри входної та соплової частин дугового каналу.

Плазмотрон працює на прямій полярності і в якості катода застосований термохімічний електрод із водяним охолодженням. Вихідний електрод – трубчастий мідний, із прямим водяним охолодженням зовнішньої поверхні тіла електрода.

Плазмоутворювальне повітря подається до дугового каналу через аксіально-тангенціальний завихрювальний пристрій.

Плазмотрон має пологоспадну вольт-амперну характеристику і живиться від тиристорного джерела струму типу АПР-402 із жорсткою зовнішньою вольт-амперною характеристикою.

Експериментальні дослідження плазмового струменя проведені з використанням зондової методики [4]. За результатами вимірювань ентальпії та динамічного напору в локальних точках плазмового струменя визначався просторовий розподіл ентальпії, температури і швидкості в повітряному плазмовому струмені за умови змінних режимних параметрах генерації плазми та діаметрі соплового отвору дугового каналу.

Математичне моделювання плазмового струменя. Під час розробки математичної моделі використана розрахункова схема, яка практично повністю відтворює експериментально досліджену конфігурацію дугового каналу плазмового розпилювача (рис.2).

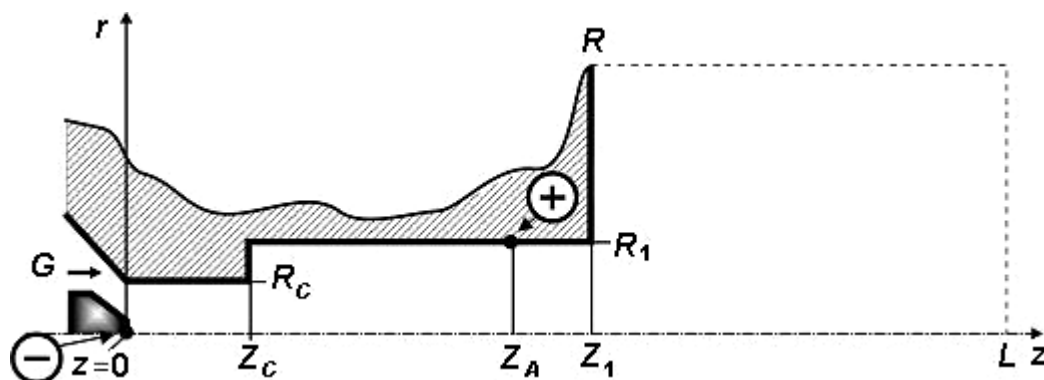


Рис. 2. Розрахункова схема

У процесі моделювання припускається, що дуга постійного струму I розміщується між катодом ($z = 0$) та анодом плазмотрона і замикається на анод на деякій відстані Z_A від початкового перерізу, де струм дуги плавно спадає і далі (при $z > Z_A$) має місце інерційний рух безструмової плазми в каналі плазмотрона.

У міжелектродний простір подається плазмоутворювальне повітря із масовою витратою G .

Після перерізу Z_1 наявне витікання плазмового струменя у навколишнє середовище із тиском, що близький до атмосферного.

Дуговий канал плазмотрона складається із двох циліндричних секцій – вхідної, розміщеної з боку катода, довжиною Z_C і радіусом R_C , і вихідної, із більшим радіусом R_1 та довжиною $Z_1 - Z_C$ (для гладкого каналу вважається, що $Z_1 = Z_C$ і $R_1 = R_C$).

Щоб описати течію плазми за згаданих умов, використані загальноприйняті припущення [5, 6]:

- плазмовій системі притаманна циліндрична симетрія, а процеси, що в ній протікають, вважаються стаціонарними;

- плазма знаходиться у стані локальної термодинамічної рівноваги, а власне випромінювання плазми є об'ємним;

- основним механізмом нагрівання плазми є джоулеве тепловиділення (роботою сил тиску і в'язкою дисипацією можна знехтувати), а перенос енергії у стовпі дуги здійснюється за рахунок теплопровідності і конвекції (природна конвекція до уваги не приймається);

- течія плазми в'язка, дозвукова, режим течії турбулентний, аксіальна компонента швидкості плазми суттєво більше за радіальну;

- зовнішні магнітні поля відсутні.

У плазмотроні, побудованому за схемою, що розглядається, течія газу здійснюється переважно в осьовому напрямку, а радіальні градієнти температури і швидкості значно більше за аксіальні. Винятком є ділянка розширення ($z = Z_C$), на якій має місце суттєва перебудова характеристик течії і відповідне розширення плазмового потоку. У даній області будуть протікати достатньо складні газодинамічні явища, до яких відноситься виникнення областей зворотної течії за уступом і т. ін. Коректний опис подібних явищ можливий через використання повної системи рівнянь Нав'є-Стокса. Однак, внаслідок того, що вихідна циліндрична ділянка каналу має достатньо велику довжину, збурення, які вносяться у плазмовий потік областю розширення каналу, не будуть помітно впливати на параметри дугової плазми поблизу виходу із сопла плазмотрона, і характеристики течії будуть наближатися до асимптотичних.

Враховуючи все вищесказане, щоб описати теплові і газодинамічні процеси, які протікають у плазмотроні, застосована спрощена система магнітогазодинамічних (МГД) рівнянь, записаних у наближенні пограничного шару [5, 6]. Беручи до уваги, що в конструкції, яка розглядається, реалізований турбулентний режим течії газу і параметри плазмового потоку змінюються у часі випадковим чином навколо своїх середніх значень, щоб описати течію турбулентного потоку плазми використана модель турбулентної в'язкості, згідно з якою турбулентність є гідродинамічною (не враховуються пульсації електромагнітних величин, а пульсації тиску вважаються малими).

Таким чином, система МГД-рівнянь у наближенні турбулентного пограничного шару для осереднених у часі значень температури і швидкості плазми має наступний вид:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho \bar{v}) = 0; \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\eta} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(p + \mu_0 \frac{H_\phi^2}{2} \right); \quad (2)$$

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\chi} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - \psi, \quad (3)$$

де T – осереднена температура плазми; $\bar{v} = (\rho v + \rho' v') / \rho$; v – осереднена радіальна швидкість; ρ – осереднена густина плазми; ρ' і v' – пульсації густини та радіальної швидкості; u – осереднена аксіальна швидкість плазми; p – тиск; c_p – питома теплоємність за умови постійного тиску; σ – питома електропровідність плазми; ψ – об'ємна густина потужності власного випромінювання; $\bar{\eta}$ і $\bar{\chi}$ – повні коефіцієнти динамічної в'язкості та теплопровідності плазми, які є сумою молекулярної і турбулентної в'язкості і теплопровідності відповідно; E – осьова складова напруженості електричного поля; μ_0 – універсальна магнітна стала; H – азимутальна складова магнітного поля струму дуги.

Рівняння (1) – (3) доповнюється залежностями, що пов'язують азимутальну складову магнітного поля дуги та повний струм із осьовою складовою напруженості електричного поля, а також рівняннями, що визначають тиск у межах дугового каналу з урахуванням магнітної складової та градієнт газостатичного тиску dp_c / dz за умови збереження повної витрати газу через плазмотрон.

До системи рівнянь додаються залежності коефіцієнтів переносу, теплофізичних параметрів і оптичних властивостей плазми від температури і тиску:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(T, p); & C_p &= C_p(T, p); \\ \chi &= \chi(T, p); & \eta &= \eta(T, p); \\ \sigma &= \sigma(T, p); & \psi &= \psi(T, p). \end{aligned} \quad (4)$$

Щоб визначити границі дугової і інерційної ділянок течії плазми Z_A (довжини дуги) використовується вираз:

$$U_c + \int_0^{Z_a} E dz + U_a = U, \quad (5)$$

де U_a , U_c – анодне і катодне падіння напруги, значення яких для різних режимів горіння дуги, типів електродів і інших умов наводяться у літературі; U – повна напруга на дузі, яка залежить від струму дуги, складу і витрати плазмоутворювального газу.

Узагальнені вольт-амперні характеристики $U = f(I, G, d = 2R_I)$ плазмотрона, який розглядається, визначені експериментально [7].

Отримана система рівнянь використовується, щоб описати характеристики турбулентного потоку плазми як в області дугової течії всередині каналу плазмотрона (при $z < Z_A$), так і на інерційній ділянці течії всередині каналу плазмотрона ($Z_A < z < Z_1$), а також зовнішній області. При цьому, у безструмовій області ($z > Z_A$) слід вважати $E = H = 0$. Поза каналом плазмотрона ($z > Z_1$), виходячи з того, що дозвуковий струмінь витікає у навколишнє середовище, тиск в якому постійний, приймаємо у рівнянні (2) $\partial p / \partial z = 0$.

Коефіцієнти динамічної в'язкості та теплопровідності плазми, що використовуються у наведених вище рівняннях, мають вигляд:

$$\bar{\eta} = \eta + \eta_t; \bar{\chi} = \chi + \chi_t, \quad (6)$$

де η і χ – коефіцієнти молекулярної в'язкості та теплопровідності, що визначаються згідно (4); η_t і χ_t – коефіцієнти турбулентної в'язкості і теплопровідності.

Щоб визначити коефіцієнти турбулентного масо- і теплопереносу використовується двопараметрична k - ϵ модель турбулентності [8], яка на сьогодні широко застосовується для опису газодинамічних течій різних класів.

Задавання відповідних граничних умов [8, 9] замикає систему рівнянь.

Описана система МГД-рівнянь у наближенні пограничного шару (1) – (3) разом із згаданими додатковими співвідношеннями, моделлю турбулентності і граничними умовам повністю визначає розподілені та інтегральні характеристики турбулентних плазмових потоків, що генеруються плазмотроном як усередині дугового каналу, так і у зовнішній області [10].

Поставлена задача вирішувалась чисельно, методом скінченних різниць. При цьому використовувалась основна скінченна схема для інтегрування систем рівнянь типу рівнянь пограничного шару [11].

На основі представленої розрахункової схеми було створено відповідне програмне забезпечення і проведений чисельний аналіз теплових та газодинамічних характеристик турбулентної течії повітряної плазми, що генерується плазмотроном розглянутої принципової схеми (рис. 1) при різних режимах його роботи.

Розрахунки проводились для плазмотрона із гладким каналом, який має діаметр дугового каналу 5 мм і довжину 42 мм, а також для плазмотрона, що має канал із уступом, в якому вхідна ділянка дугового каналу довжиною 9 мм і діаметром 4,5 мм переходить у вихідну, довжиною 33 мм і діаметром 8,5 мм.

Режимні параметри роботи плазмотрона, для яких проведені розрахунки теплових і газодинамічних характеристик потоків плазми, знаходяться в межах, реально досяжних досліджуванним плазмотроном: струм дуги $I = (100 - 350)$ А; об'ємна витрата плазмоутворювального газу (повітря) – $(3,18 - 8,51)$ м³/год.

Температура холодних стінок дугового каналу і навколишнього газу у розрахунках приймалась рівною 300 К.

На рис. 3–8 представлені результати розрахунку та відповідних експериментальних вимірювань температурних та швидкісних полів струменя повітряної плазми.

Зокрема, на рис.3 наведений поздовжній розподіл температури та швидкості потоку плазми для гладкого каналу (самовстановлювальна дуга) для двох режимів горіння дуги. Режими відрізняються витратою плазмоутворювального повітря і мають приблизно однакові інші параметри роботи плазмотрона.

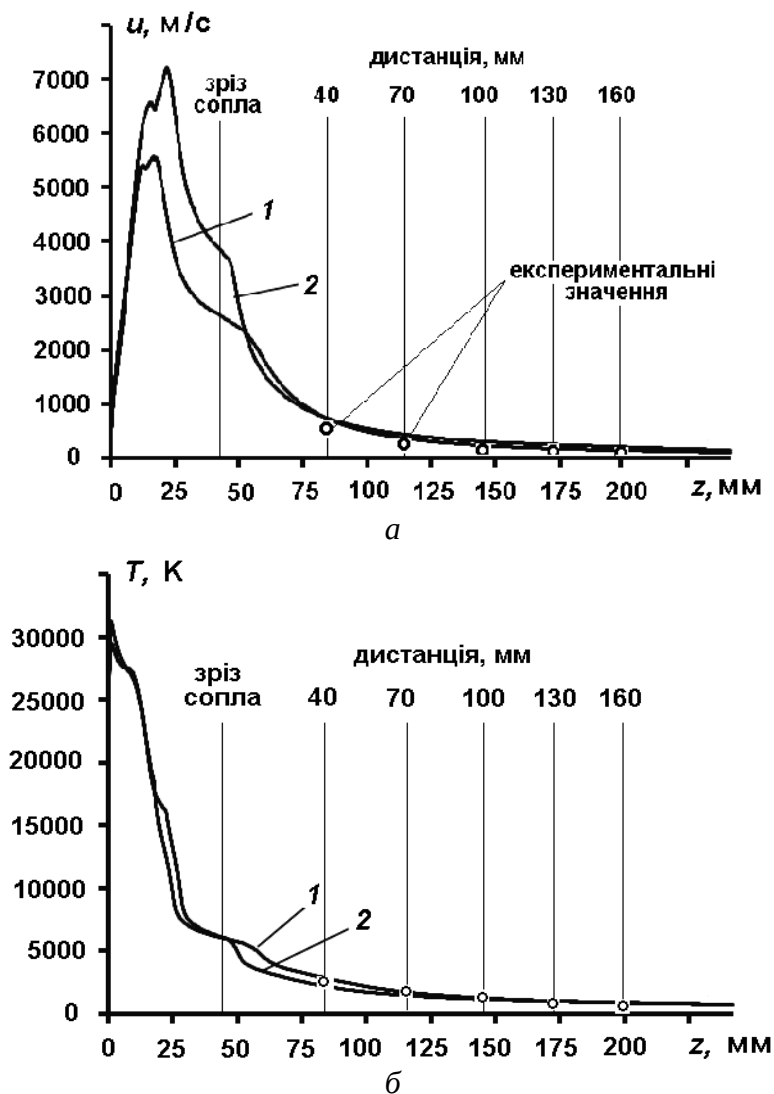


Рис. 3. Осьовий розподіл швидкості (а) і температури (б) струменя плазми плазмотрона із гладким каналом довжиною 42 мм і діаметром 5 мм: 1 – струм дуги 200 А, напруга на дузі 180 В, витрата повітря $3,18 \text{ м}^3 / \text{год.}$; 2 – струм дуги 190 А, витрата повітря $5,0 \text{ м}^3 / \text{год.}$

Як видно із рисунка, збільшення витрати плазмоутворювального повітря (якщо інші режимні параметри незмінні) підвищує у загальному випадку абсолютне значення аксіальної складової швидкості газу в межах каналу плазмотрона. Це збільшення зберігається на певній відстані за зрізом сопла розпилювача. У подальшому суттєво зростає темп падіння швидкості газу за меншої питомої енергії високотемпературного потоку і на дистанції (8 – 10) мм від зрізу сопла аксіальна швидкість потоку газу із меншою початковою витратою плазмоутворювального повітря (більшою питомою енергією) перевищує аналогічний показник варіанта, з яким іде порівняння. На дистанціях більше 70 мм від зрізу сопла розпилювача значення аксіальної швидкості газу для обох варіантів практично не відрізняються.

Порівняння розрахункових і експериментально визначених значень швидкості для витрати плазмоутворювального повітря $5,0 \text{ м}^3 / \text{год.}$ доводить достатньо добрий збіг характеру розподілу осьової швидкості на дистанції активної обробки дисперсного

матеріалу – (40 – 160) мм від зрізу сопла розпилювача. При цьому експериментально отримані параметри мають дещо занижені значення, порівняно із теоретично розрахованими, що вочевидь є наслідком не зовсім коректного припущення щодо наявності лише осьової швидкості газу у каналі та поза дуговим каналом розпилювача (у плазмотроні застосована вихрова стабілізація дуги).

Температура середовища на осі плазмового струменя за умови меншої початкової витрати плазмоутворювального газу перевищує відповідний параметр за інших умов на (300 – 500) К практично на всій активній ділянці обробки матеріалу (у випадку застосування плазмотрона для нагрівання порошку при нанесенні покриттів). Має місце добрий збіг характеру розподілу розрахункових та експериментально визначених значень температури плазми. Але експериментально отримані значення цього параметра дещо вищі за розрахункові, що може свідчити про більші, ніж теоретично розраховані, поперечні розміри струменя плазми після виходу його з дугового каналу і уповільнення за рахунок цього темпу падіння осьової температури. Аналіз характеру поперечного розподілу параметрів плазмового потоку на різних відстанях від зрізу сопла плазмотрона (рис.4) підтверджує це припущення.

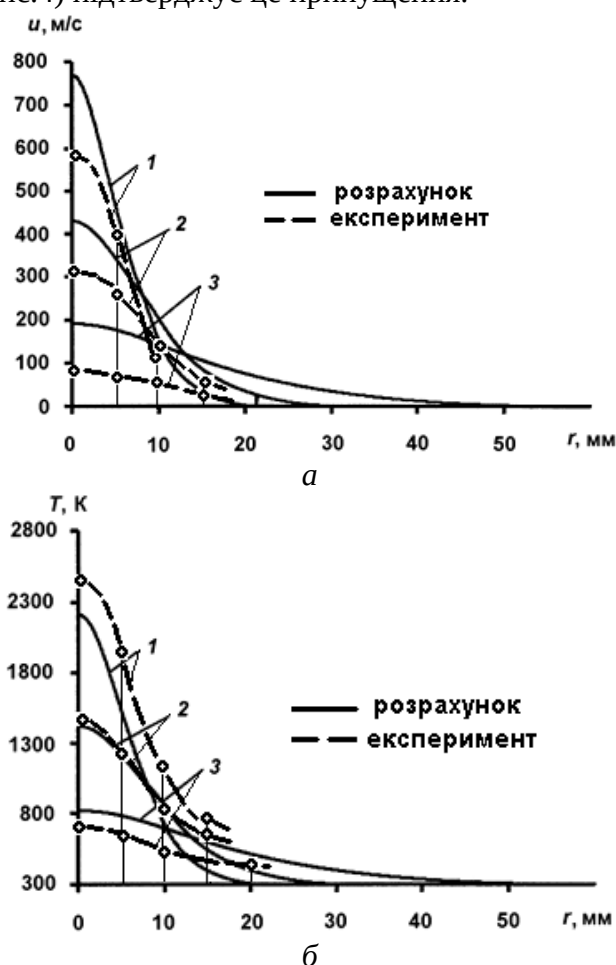


Рис. 4. Радіальний розподіл швидкості (а) і температури (б) повітряної плазми на різних відстанях від зрізу сопла плазмотрона із гладким каналом довжиною 42 мм і діаметром 5 мм (струм дуги 190 А, витрата повітря 5,0 м³/ год.): 1 – 40 мм; 2 – 70 мм; 3 – 160 мм від зрізу сопла.

Перехід до ступінчастого дугового каналу із раптовим розширенням його діаметру до 8,5 мм не змінює характер розподілу параметрів вздовж осі плазмового струменя але, як і у попередньому випадку, експериментально визначені значення осьової швидкості менші за теоретично розраховані, а значення температури на осі струменя дещо більші за абсолютною величиною.

Порівняння теоретично розрахованих і експериментально визначених поперечних розподілів температури (рис.5) на різних відстанях від зрізу сопла плазмотрона посередньо свідчить про наявність значної залишкової тангенціальної складової швидкості газового потоку, яка не врахована у розрахунках.

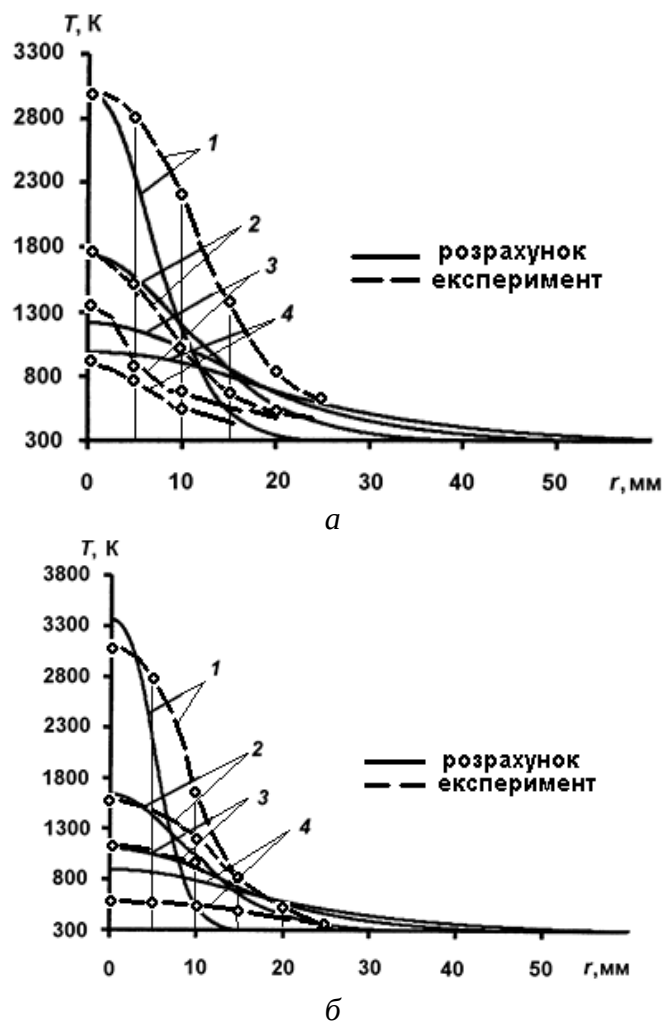


Рис. 5. Радіальні розподіли температури плазми на різних відстанях від зрізу сопла плазмотрона: а – дуговий канал із уступом ($d_k = 8,5$ мм), струм дуги 200 А, напруга на дузі 125 В, витрата плазмоутворювального повітря $3,89 \text{ м}^3/\text{год.}$: 1 – 50 мм; 2 – 100 мм; 3 – 150 мм; 4 – 200 мм від зрізу сопла розпилювача; б – дуговий канал із уступом ($d_k = 8,5$ мм), струм дуги 200 А, напруга на дузі 150 В, витрата плазмоутворювального повітря $8,51 \text{ м}^3/\text{год.}$: 1 – 40 мм; 2 – 100 мм; 3 – 150 мм; 4 – 200 мм від зрізу сопла.

Відомо, що співвідношення між складовими швидкості газового потоку на виході дугового каналу розпилювача залежить не тільки від характеристик завихрювального пристрою, але й від геометричних розмірів та конфігурації дугового каналу, витрати плазмоутворювального газу, режимних параметрів горіння дуги. Зменшення витрати плазмоутворювального повітря та діаметра вихідної ділянки дугового каналу (за умови, що параметри завихрювача незмінні) пригнічує тангенціальну складову швидкості газового потоку і збіг розрахункових та експериментально визначених значень температури та швидкості покращується.

С точки зору перспективи використання повітряної плазми у процесах нанесення покриттів тангенціальна складову швидкості вихідного потоку є шкідливим фактором, що погіршує технологічні можливості розпилювача, тому створення конструкцій із мінімальним рівнем цієї складової є актуальною задачею.

На рис. 5 а, б наведені поперечні розподіли температури плазмового струменя для двох рівнів витрат плазмоутворювального повітря на різних відстанях від зрізу сопла плазмотрона. Аналіз наведених розподілів підтверджує вищесказане щодо зміни співвідношення між складовими швидкості потоку газу і покращання збігу розрахункових та експериментальних значень температури та швидкості за умови збільшення осьової складової швидкості за рахунок пригнічення тангенціальної. Аналогічні результати дає зменшення вихідного діаметра дугового каналу розпилювача.

Висновки

1. Математичне моделювання газодинамічних, теплових та електричних процесів у дугових генераторах плазми є перспективним шляхом спрощення та здешевлення процесу створення нових конструкцій плазмотронів та відпрацювання технологій інженерії поверхні і, зокрема, процесу нанесення плазмових покриттів.

2. Запропонована математична модель може бути використана для якісної та кількісної оцінки основних характеристик дугових плазмотронів та потоків плазми, що генеруються ними. Порівняльний аналіз температурних та швидкісних характеристик потоку високотемпературного газу за межами конструкції генератора плазми може бути інструментом оптимізації геометричних та режимних параметрів самого генератора плазми, за умови використання в якості параметрів оптимізації чисельних показників просторового розподілу енергетичних характеристик плазмового струменя.

3. Адекватність результатів моделювання за запропонованою моделлю суттєво залежить від просторової орієнтації в межах дугового каналу вихідного потоку плазмоутворювального газу. Точність розрахунків підвищується зі збільшенням співвідношення аксіальної та тангенціальної складових швидкості.

4. Підвищенню точності моделювання сприяє насичення моделі результатами експериментального дослідження температурних умов роботи електродів плазмотрона, розподілу напруженості електричного поля та інтегральних енергетичних характеристик досліджуваних конструкцій плазмотронів.

5. Подальше вдосконалення математичних моделей газодинамічних, теплових та електричних процесів у дугових плазмотронах можливе через врахування реалій процесу генерації турбулентних потоків молекулярної плазми – наявності початкової складної просторової орієнтації плазмоутворювального газу в дуговому каналі та зовнішніх магнітних полів, які можуть використовуватися для корекції процесу формування високотемпературних газових та двофазних потоків.

Перелік літератури:

1. Влияние состава плазмобразующей воздушно-газовой смеси на параметры струи плазматрона / В.Н. Пащенко // Автоматическая сварка. – 2009. – №4. – С.33 – 38.
2. Промышленное применение процессов воздушно-плазменного напыления покрытий / В.С. Клубникин, А.В. Донской, М.В. Карасев и др. – Л.: ЛДНТП, 1987. – 24 с.
3. Нанесение покрытий плазмой / В.В. Кудинов, П.Ю. Пекшев, В.Е. Белащенко и др. – М.: Наука, 1990. – 408 с.
4. Пащенко В.М. Дослідження струменів плазматронів для нанесення покриттів, що працюють на плазмоутворюючих сумішах системи С-N-O-H / В.М. Пащенко // Праці Міжнародної науково-технічної конференції «Прогресивна техніка і технологія машинобудування, приладобудування і зварювального виробництва». – 1998. – Т. IV. – С. 333 – 337.
5. Теория столба электрической дуги / под ред. М.Ф. Жукова. – Новосибирск: Наука, 1990. – 376 с.
6. Математическая модель дуговой плазмы, генерируемой плазматроном с проволокой-анодом / М. Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др. // Автоматическая сварка. – 2007. – № 12. – С. 14 – 20.
7. Пащенко В.Н. Газовоздушные плазматроны и их применение в технологии плазменного напыления покрытий: автореф. дис. канд. техн. наук / В.Н. Пащенко. – К., 1990. – 16 с.
8. Wilcox D.C. Turbulence Modeling for CFD / D.C. Wilcox // DCW Industries Inc. – Canada, California, 1994. – 460 p.
9. Launder B.E. The numerical computation of turbulent flows / B.E. Launder, D.B. Spalding // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. – 1990. – № 8. – P. 269 – 289.
10. Численный анализ характеристик дуговой плазмы в паровоздушных плазматронах с тугоплавким катодом / И.В. Кривцун, М.Ю. Харламов, С.В. Петров и др. // Автоматическая сварка. – 2009. – № 10. – С. 7 – 15.
11. Пасконов В.М. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В.М. Пасконов, В.И. Полежаев, Л.А. Чудов. – М.: Наука, 1984. – 286 с.

Надійшла до редколегії 20.02.2012.

В.Н. Пащенко, М.Ю. Харламов
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПОТОКОВ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ
ДУГОВЫХ ПЛАЗМОТРОНОВ КОСВЕННОГО
ДЕЙСТВИЯ

В статье представлена математическая модель, которая описывает турбулентное течение электродуговой плазмы и процесс формирования плазменной струи. Проведено сравнение расчетных данных с результатами экспериментальных исследований энергетических характеристик струи плазматрона косвенного действия со ступенчатым дуговым каналом.

Ключевые слова: математическая модель, дуга, плазматрон, воздушная плазма, плазменный поток, распределение параметров.

V.N. Paschenko, M.Yu. Kharlamov
MATHEMATICAL MODEL OF AIR PLASMA
FLOWS IN ARC PLASMATRONS OF
INDIRECT ACTION

The mathematical model which describes tubular stream of electrical arc plasma and the process of formation of plasma flow is presented. Comparison theoretical bases with experimental researches energy characteristics plasma flow indirect action with no plane arc channel is carried out

Keywords: mathematical model, arc, plasmatron, air plasma, plasma flow, distribution of parameters