

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДУГИ З ТУГОПЛАВКИМ КАТОДОМ ПРИ ВИСОКОЧАСТОТНІЙ ІМПУЛЬСНІЙ МОДУЛЯЦІЇ СТРУМУ

І. Кривцун¹, В. Демченко¹, І. Крикент¹, U. Reisgen², О. Мокров², R. Sharma²

¹ІЕЗ ім. Є.О. Патона НАН України, 03680, м. Київ, вул. Казимира Малевича, 11. E-mail: krivtsun@paton.kiev.ua

²RWTH Аахенський університет, ISF – Інститут зварювання та з'єднання, Pontstr. 49, 52062 Аахен, Німеччина

Описано самоузгоджену математичну модель нестационарних процесів перенесення енергії, імпульсу, маси та заряду в плазмі стовпа та анодного шару електричної дуги з тугоплавким катодом, що горить в інертному газі атмосферного тиску при імпульсній модуляції струму. Виконано чисельне дослідження розподілених та інтегральних характеристик плазми аргонової дуги завдовжки 2 мм у випадку модуляції струму прямокутними імпульсами частотою 10 кГц з різними значеннями коефіцієнта заповнення (0,3, 0,5, 0,7) за умови, що величина середнього струму зберігається незмінною, рівною 140 А. Для обраних значень коефіцієнта заповнення наведено розрахункові залежності від часу температури, швидкості плазми та щільності струму в центрі стовпа дуги, а також осевих значень температури та тиску плазми поблизу поверхні анода, щільності струму на аноді та теплового потоку в анод. Розраховані радіальні розподіли усереднених за період модуляції струму значень теплового потоку, що вводиться дугою в анод, тиску і сили тертя потоку дугової плазми на його поверхні, які є визначальними для моделювання теплових і гідродинамічних процесів у зварюваному металі при TIG зварюванні з високочастотною імпульсною модуляцією струму. Результати моделювання характеристик нестационарної дуги співставлені з відповідними результатами для дуги постійного струму, за величиною, що дорівнює середньому значенню модульованого. Аналіз отриманих результатів дозволяє зробити висновок, що у випадку TIG зварювання з імпульсною модуляцією струму дуги на частоті 10 кГц зменшення коефіцієнта заповнення (збільшення струму в імпульсі) при постійному значенні середнього струму призводить до збільшення силового впливу такої дуги на метал зварювальної ванни і відповідно підвищення її проплавляючої здатності. Бібліогр. 20, табл. 2, рис. 6.

Ключові слова: електрична дуга, тугоплавкий катод, стовп дуги, анодний шар, TIG зварювання, імпульсна модуляція струму, частота, коефіцієнт заповнення, моделювання

Вступ. Дугове зварювання електродом, що не плавиться, в інертному газі (TIG) на сьогоднішній день є одним з основних технологічних процесів отримання високоякісних нероз'ємних з'єднань конструкцій відповідального призначення зі сталей, титанових і алюмінієвих сплавів. Даний спосіб зварювання реалізується шляхом збудження електричної дуги постійного струму в захисному інертному газі (Ar, He або їх суміші) між тугоплавким (W) катодом, і виробом, що зварюється (анодом) [1].

Існують різні модифікації TIG зварювання, однією з яких є модуляція зварювального струму. Експериментальному дослідженню особливостей даного процесу присвячено велику кількість робіт (див., наприклад, [2–8]). Досліджено режими TIG зварювання з низькочастотною (частота модуляції $f \leq 50$ Гц) [2–4, 7, 8], середньочастотною ($f \sim 5$ кГц) [3, 4] та високочастотною ($f \geq 10$ кГц) [3, 5, 6] модуляцією струму дуги. Результати цих досліджень дозволяють зробити висновок, що, варіюючи параметри модуляції зварювального струму, такі як частота, шпаруватість, амплітуда та форма імпульсів, можна керувати глибиною та формою проплавлення металу, термічним циклом

зварювання, а, отже, впливати на структуру та властивості металу шва і зони термічного впливу.

Теоретичному дослідженню та математичному моделюванню процесів, що протікають у зварювальній дузі та зварюваному металі при TIG зварюванні з низькочастотною імпульсною модуляцією струму, присвячені роботи [9–11]. Питанням моделювання розподілених та інтегральних характеристик дугової плазми та її впливу на зварюваний метал при TIG зварюванні з високочастотною імпульсною (ВЧІ) модуляцією струму в сучасній науково-технічній літературі не приділено достатньої уваги. Тому метою цієї роботи є чисельний аналіз нестационарних процесів енерго-, масо- і електроперенесення у дузі з тугоплавким катодом при ВЧІ модуляції струму у діапазоні 30...400 А прямокутними імпульсами, що надходять з частотою 10 кГц.

Розглянемо нестационарну електричну дугу з тугоплавким катодом і водоохолоджуванним (таким, що не випаровується) анодом, що горить в інертному газі атмосферного тиску, схема якої показана на рис. 1. При побудові математичної моделі такої дуги основну увагу приділимо процесам, що протікають у стовпі та анодному шарі дугової плазми.

Кривцун І. – <http://orcid.org/0000-0001-9818-3383>, Крикент І. – <http://orcid.org/0000-0002-4196-6800>,
Reisgen U. – <http://orcid.org/0000-0003-4920-2351>, Мокров О. – <http://orcid.org/0000-0002-9380-6905>,
Sharma R. – <http://orcid.org/0000-0002-6976-4530>

© І. Кривцун, В. Демченко, І. Крикент, U. Reisgen, О. Мокров, R. Sharma, 2022

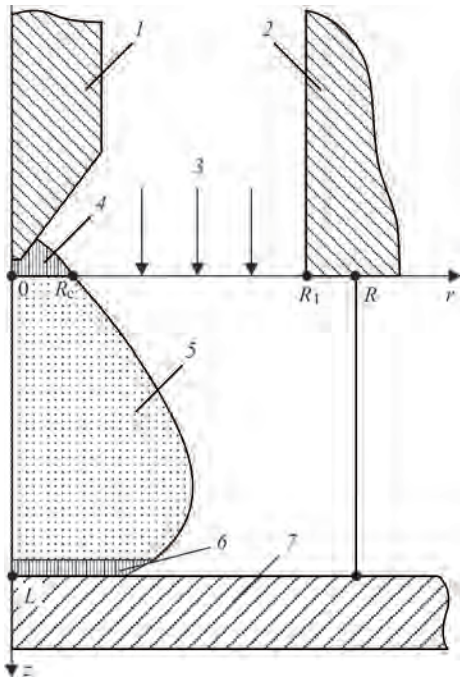


Рис. 1. Схема до моделювання нестационарної дуги: 1 — туповерхній катод; 2 — сопло для подачі захисного газу; 3 — захисний інертний газ; 4 — катодна область; 5 — стовп дуги; 6 — анодний шар; 7 — водоохолоджуваний анод; R_c — радіус області катодної прив'язки дуги; R_1 — радіус захисного сопла; R — радіус розрахункової області; L — довжина дуги

Для самоузгодженого опису зазначених процесів використовуємо підхід, докладно описаний у роботі [12], згідно з яким розділимо дугову плазму на дві області: стовп дуги, де плазма знаходиться в стані локальної термодинамічної рівноваги, та анодний шар термічно та іонізаційно нерівноважної плазми. Відповідно до цього, самоузгоджена математична модель даної системи повинна включати дві взаємопов'язані моделі:

модель нестационарних теплових, електромагнітних та газодинамічних процесів, що протікають у плазмі стовпа дуги при імпульсній модуляції струму;

модель анодного шару, що дозволяє сформулювати граничні умови на межі плазми стовпа із зазначеним шаром, які, з одного боку, необхідні для розв'язання рівнянь першої моделі, з іншого — для визначення характеристик теплового, електричного і силового впливу нестационарної дуги на поверхню анода.

Модель стовпа нестационарної дуги. При побудові моделі теплових, електромагнітних та газодинамічних процесів у плазмі стовпа дуги при імпульсній модуляції струму будемо використовувати наступні наближення:

система вважається осесиметричною, поверхня анода плоска;

плазма стовпа дуги містить лише частинки захисного газу (випаровуванням матеріалу електродів нехтуємо), знаходиться в стані локальної

термодинамічної рівноваги (використовується однотемпературна модель іонізаційно рівноважної плазми) і є оптично тонкою для власного випромінювання;

основним механізмом нагрівання плазми є джоулеве тепловиділення (робота сил тиску та в'язка дисипація не враховуються), а перенесення енергії в стовпі дуги здійснюється за рахунок теплопровідності, конвекції та транспорту енергії електронною компонентою плазми;

електромагнітні процеси в дуговій плазмі вважаються квазістационарними (струмами зміщення нехтуємо);

течія плазми стовпа дуги в'язка, дозвукова, режим течії ламінарний;

силою тяжіння нехтуємо, зовнішні магнітні поля відсутні.

Відповідна цим наближенням система диференціальних рівнянь для опису нестационарних процесів у плазмі стовпа дуги, записана в циліндричній системі координат $\{r, \vartheta, z\}$, має вигляд.

Рівняння безперервності.

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

де ρ — масова щільність плазми; v, u — радіальна та аксіальна компоненти її швидкості.

Рівняння руху.

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r} - j_z B_\varphi + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - (2)$$

$$- 2\eta \frac{v}{r^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\};$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} +$$

$$+ j_r B_\varphi + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - (3)$$

$$- \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\};$$

де P — тиск; j_z, j_r — аксіальна та радіальна компоненти щільності струму в дузі; B_ϕ — азимутальна компонента вектора магнітної індукції; η — коефіцієнт динамічної в'язкості.

Рівняння енергії.

$$\begin{aligned} \rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} + u \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{k}{e} \times \\ \times \left\{ j_r \frac{\partial [(5/2 - \delta)T]}{\partial r} + j_z \frac{\partial [(5/2 - \delta)T]}{\partial z} \right\} + \\ + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - \psi, \end{aligned} \quad (4)$$

де C_p — питома теплоємність плазми з урахуванням енергії іонізації; T — температура плазми; χ — коефіцієнт теплопровідності; k — постійна Больцмана; e — заряд електрона; δ — постійна термодифузії; ψ — втрати енергії на випромінювання.

Рівняння електромагнітного поля.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0; \quad (5)$$

$$B_\phi(r, z) = \frac{\mu^0 r}{r} \int_0^z j_z(\xi, z) \xi d\xi, \quad (6)$$

де ϕ — електричний потенціал; σ — питома електропровідність плазми; μ^0 — універсальна магнітна стала;

$$j_r = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r}; \quad j_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z}. \quad (7)$$

Перш, ніж перейти до розгляду початкових і граничних умов рівнянь (1)–(5), коротко опишемо модель анодного шару дуги, що використовується в цій роботі.

Модель анодного шару. Згідно з моделлю, запропонованою в [12, 13], анодний шар передбачається нескінченно тонким порівняно з розмірами стовпа дуги, а падіння потенціалу в цьому шарі (анодне падіння) $U_a = \phi_a - \phi_{pa}$ є негативним і має неоднорідний розподіл уздовж поверхні анода. Тут ϕ_a — потенціал поверхні анода, який вважається постійним з огляду на високу провідність металу анода і вибирається надалі рівним нулю, а ϕ_{pa} — потенціал плазми стовпа дуги на межі з анодним шаром, значення якого для осесиметричної дуги

залежить від відстані r до її осі. Для обчислення радіального розподілу потенціалу плазми на вказаній межі будемо використовувати вираз [13], який у випадку аноду, що не випаровується (дугова плазма містить тільки атоми і однозарядні іони захисного газу) можна записати у вигляді

$$\phi_{pa}(r) = \frac{kT(r, L)}{e} \ln \left(\frac{e n_e(r, L) \bar{v}_e(r, L)}{4 [j_a(r) + j_i(r)]} \right), \quad (8)$$

де $T(r, L)$, $n_e(r, L)$, $\bar{v}_e(r, L) = \sqrt{8kT(r, L)/\pi m_e}$ — радіальні розподіли температури, концентрації та теплової швидкості електронів плазми на межі стовпа дуги з анодним шаром, m_e — маса електрона; $j_a(r) = |j_z(r, L)|$, $j_i(r) = e n_i(r, L) \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{k[T(r, L) + T_s]}{M}}$ —

відповідні розподіли нормальної до поверхні анода компоненти щільності струму дуги на аноді і струму іонів з плазми на його поверхню, $n_i(r, L)$ — розподіл концентрації іонів плазми на межі стовпа дуги з анодним шаром, M — маса іона, T_s — температура поверхні анода. Враховуючи прийняте вище припущення про іонізаційну рівноважність плазми стовпа дуги, для розрахунку розподілів $n_e(r, L)$, $n_i(r, L)$ та відповідної концентрації атомів $n_a(r, L)$ можна використовувати рівняння Саха, умову квазінейтральності плазми та закон парціальних тисків [13].

Тепловий потік з плазми на поверхню анода представимо наступним чином $q_{pa} = q_e + q_i$, де q_e , q_i — потоки кінетичної та потенційної енергії, що переноситься електронами та іонами плазми, відповідно. Для обчислення радіальних розподілів зазначених величин будемо використовувати вирази [12], які у випадку анода, що не випаровується, можна записати в наступному вигляді:

$$q_e(r) = j_e(r) \frac{5kT(r, L)}{2e}; \quad (9)$$

$$q_i(r) = j_i(r) \left[\phi_{pa}(r) + \frac{1}{2} \frac{kT_s}{e} + U_i \right]. \quad (10)$$

Тут

$$j_e(r) = \frac{1}{4} e n_e(r, L) \bar{v}_e(r, L) \exp \left[-\frac{e\phi_{pa}(r)}{kT(r, L)} \right]$$

— електронний струм із плазми на поверхню анода; U_i — потенціал іонізації атомів захисного газу. Необхідно відзначити, що розподіл повного

теплого потоку в анод слід розраховувати з урахуванням роботи виходу електронів ζ_a , що дає

$$q_a(r) = q_{pa}(r) + j_a(r)\zeta_a. \quad (11)$$

Таким чином, запропонована модель анодного шару дуги дозволяє обчислювати розподіли анодного падіння потенціалу $U_a(r)$ та щільності теплового потоку $q_a(r)$, що вводиться в анод, залежно від роду захисного газу, розподілів щільності електричного струму на аноді та температури плазми стовпа дуги на межі з анодним шаром, а також температури поверхні аноду T_s . У свою чергу, розподіли величин $j_a(r)$ і $T(r, L)$ можуть бути визначені, виходячи з моделі стовпа дуги з самоузгодженими граничними умовами на аноді.

Завершуючи опис моделі анодного шару, відзначимо, що її використання у випадку нестационарної дуги вимагає врахування залежностей всіх величин, що входять у співвідношення (8)–(11), не тільки від радіальної координати r , а й від часу t . Оцінюючи час встановлення характеристик анодного шару за допомогою співвідношення $\tau_a \sim l_a/\bar{v}_e$, де l_a — товщина шару, \bar{v}_e — тепла швидкість електронів, значення яких для аргонової дуги атмосферного тиску рівні відповідно $5 \cdot 10^{-4}$ м і $5 \cdot 10^5$ м/с [14], отримуємо $\tau_a \sim 10^{-9}$ с, що набагато менше часу зміни характеристик плазми стовпа дуги $\tau_p \sim 10^{-4}$ с [15] та періоду зміни струму при даній частоті модуляції. Таким чином, наведені вище співвідношення цілком застосовні для опису анодних процесів у дузі, що розглядається, з урахуванням того що розподілені характеристики дугової плазми на межі з анодним шаром, які входять до них, відповідним чином залежать від часу.

Початкові та граничні умови до моделі нестационарної дуги. Для розв'язання системи диференціальних рівнянь (1)–(5), що описує нестационарні процеси тепло-, масо- та електроперенесення в стовпі дуги, необхідно задати відповідні початкові та граничні умови. Оскільки поля температури та швидкості дугової плазми встановлюються досить швидко (як показують розрахунки, для встановлення періодичної зміни характеристик зазначених полів при частоті імпульсної модуляції струму дуги порядку 10 кГц достатньо 6...8 імпульсів [16]), початкові розподіли швидкості та температури плазми принципового значення не мають. Для компонент швидкості можна, наприклад, задавати нульові значення, а температуру в зоні струмового каналу вибирати такою, щоб забезпечити характерну для аргонової дуги провідність плазми.

У випадку нестационарної дуги з вольфрамовим катодом і водоохолоджуваням (таким, що не

випаровується) анодом, який тут розглядається, граничні умови для функцій (v, u, P, T, ϕ), які треба обчислити, сформулюємо наступним чином.

Поблизу катода (площина $z = 0$ на рис. 1) умови для компонентів вектора швидкості задаються наступним чином:

$$v|_{z=0} = 0; \quad u|_{z=0} = \begin{cases} u_0, & 0 \leq r < R_1; \\ 0, & R_1 \leq r \leq R, \end{cases} \quad (12)$$

де величина u_0 визначається витратою захисного газу та радіусом R_1 сопла для його подачі (див. рис. 1). Оскільки в результаті розв'язання рівнянь (1)–(3) тиск P знаходиться з точністю до довільної постійної, його значення слід визначати за умови, що тиск навколишнього середовища дорівнює атмосферному.

Для температури та електричного потенціалу в зоні катодної прив'язки нестационарної дуги (при $0 \leq r \leq R_c, z = 0$) приймемо умови:

$$T|_{z=0} = T_c(r, t); \quad \sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=0} = j_c(r, t), \quad (13)$$

де $T_c(r, t), j_c(r, t)$ — радіальні розподіли температури плазми і щільності електричного струму поблизу катода, що змінюються в часі при модуляції струму дуги, явний вигляд яких, слідуючи [17], задамо наступним чином:

$$j_c(r, t) = j_{c0}(t) \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left\{ \frac{10[r - r_{0c}(t)]}{r_{0c}(t)} \right\} \quad (14)$$

і аналогічно для $T_c(r, t)$, з урахуванням того, що поза областю катодної прив'язки дуги ($r > R_c$) температура захисного газу дорівнює температурі навколишнього середовища T_0 . Тут $j_{c0}(t)$ — осьове значення щільності струму; $\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-y^2} dy$; $r_{0c}(t)$ — відстань від осі дуги на якій щільність струму падає удвічі.

Оцінюючи час встановлення характеристик катодного шару τ_c за допомогою співвідношення $\tau_c \sim L_c/\bar{v}_e$, де L_c — товщина шару, \bar{v}_e — середня тепла швидкість електронів у даному шарі, значення яких у випадку аргонової дуги атмосферного тиску з вольфрамовим катодом виберемо рівними $3 \cdot 10^{-4}$ м і $1,2 \cdot 10^6$ м/с [18], отримуємо $\tau_c \sim 2,5 \cdot 10^{-10}$ с. Оскільки цей час набагато менший періоду зміни струму дуги на частоті модуляції $f = 10$ кГц, будемо вважати, що радіальні розподіли щільності струму і температури плазми поблизу катода повністю відслідковують зміни струму дуги з даними значеннями f . Таким чином осьові значення щільності електричного струму $j_{c0}(t)$

і температури прикатодної плазми $T_{c0}(t)$ в кожен момент часу будемо задавати згідно рекомендаціям роботи [17] в залежності від миттєвого значення струму дуги, який визначається законом його модуляції $I(t)$. Вибираючи радіус $R_c(t)$ зони катодної прив'язки дуги (див. рис. 1) як відстань від її осі, на якій щільність струму складає менше 1 % від j_{c0} у відповідний момент часу, з урахуванням (14) маємо $R_c(t) = 1,165r_{0c}(t)$. При цьому залежності величини r_{0c} від часу может бути визначена з інтегрального співвідношення для повного струму.

$$I(t) = 2\pi \int_0^{\infty} r j_c(r, t) dr. \quad (15)$$

Поза зоною катодної прив'язки дуги (при $R_c < r \leq R, z = 0$) покладемо:

$$T|_{z=0} = T_0; \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (16)$$

На поверхні анода (площина $z = L$ на рис. 1) приймемо умови прилипання»

$$v|_{z=L} = u|_{z=L} = 0. \quad (17)$$

На межі плазми стовпа дуги з анодним шаром або, враховуючи прийняте припущення про його нескінченно малу товщину, при $z = L$, як граничну умову можна використовувати таку умову енергетичного балансу

$$\left[-\chi \frac{\partial T}{\partial z} + |j_z| k \left(\frac{5}{2} - \delta \right) T \right]_{z=L} = \Phi_{pa}(r, t) j_a(r, t) + q_{pa}(r, t). \quad (18)$$

Оскільки електричний потенціал поверхні анода передбачається постійним і рівним нулю, граничну умову для потенціалу плазми на межі стовпа дуги з анодним шаром можна записати у вигляді

$$\varphi|_{z=L} = \Phi_{pa}(r, t). \quad (19)$$

Граничні умови для швидкості, температури плазми та електричного потенціалу на осі симетрії системи задаються стандартним чином

$$v|_{r=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (20)$$

На зовнішній межі розрахункової області ($r = R$) для швидкості плазми та електричного потенціалу можемо записати

$$\left. \frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} \right|_{r=R} = 0; \quad u|_{r=R} = 0; \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=R} = 0. \quad (21)$$

Гранична умова температури плазми при $r = R$ визначимо залежно від напрямку руху потоку

$$T|_{r=R} = T_0, \quad \text{при } v|_{r=R} \leq 0; \\ \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = 0, \quad \text{при } v|_{r=R} > 0. \quad (22)$$

Система диференціальних рівнянь (1)–(5) з описаними вище початковими та граничними умовами розв'язувалася чисельно, методом кінцевих різниць з використанням спільного Лаганжево–Ейлерового методу. Для визначення температурних залежностей термодинамічних характеристик, коефіцієнтів перенесення та втрат енергії на випромінювання дугової плазми, що входять до рівнянь моделі, використовувалися розрахункові дані з робіт [19, 20].

Результати моделювання. Як об'єкт чисельного дослідження обрано нестационарну дугу з тугоплавким катодом, що горить в умовах, характерних для ТІГ зварювання з ВЧІ модуляцією струму. Вважатимемо, що струм дуги є однополярним ($I(t) \geq 0$), а його модуляція здійснюється прямокутними імпульсами в діапазоні $I_1 < I(t) < I_2$, де I_1 — значення струму в паузі; I_2 — значення струму в імпульсі (амплітуда модуляції $A = I_2 - I_1$), які надходять з частотою f (період модуляції $T_m = 1/f$) при різних значеннях коефіцієнта заповнення δ , який характеризує відношення тривалості імпульса до періоду модуляції. Середнє I_{av} і ефективне (діюче) I_{eff} значення струму дуги можуть бути визначені наступним чином:

$$I_{av} = \langle I(t) \rangle; \quad I_{eff} = \sqrt{\langle I^2(t) \rangle},$$

де

$$\langle \phi(t) \rangle = \frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} \phi(t) dt$$

— інтегральне середнє значення періодичної функції $\phi(t)$ на відрізьку $t \in [0; T_m]$.

Розглянемо нестационарну дугу довжиною $L = 2$ мм з тугоплавким катодом і водоохолоджуваним анодом, що не випаровується, яка горить в аргоні атмосферного тиску при наступних параметрах модуляції струму: частота $f = 10$ кГц ($T_m = 100$ мкс); коефіцієнт заповнення $\delta = 0,3; 0,5$ (меандр); $0,7$; струм у паузі $I_1 = 30$ А, а величину струму в імпульсі I_2 визначатимемо з умови, що середнє значення струму дуги при всіх значеннях δ залишається постійним, рівним 140 А. Отримані таким чином значення I_2, A, I_{eff} наведені в табл. 1.

Результати розрахунку розподілених та інтегральних характеристик дуги, що розглядаєть-

Таблиця 1. Параметри модуляції струму дуги

δ	I_2, A	A, A	I_{eff}, A
0,3	396,7	366,7	218,7
0,5	250,0	220,0	178,0
0,7	187,1	157,1	157,4

ся, і її впливу на поверхню анода при зазначених параметрах модуляції струму порівнювалися з розрахунковими значеннями відповідних характеристик для дуги постійного струму, рівного середньому значенню модульованого.

На рис. 2 показано зміну в часі температури дугової плазми T_0 , її швидкості u_0 та щільності електричного струму $j_0 = |j_z|$ на осі стовпа дуги ($r=0$) у перерізі $z=1$ мм (середина довжини дуги). На цих рисунках і далі криві, відмічені цифрами 1, 2, 3, відповідають коефіцієнтам заповнення $\delta = 0,3, 0,5, 0,7$; штрихові лінії — відповідні значен-

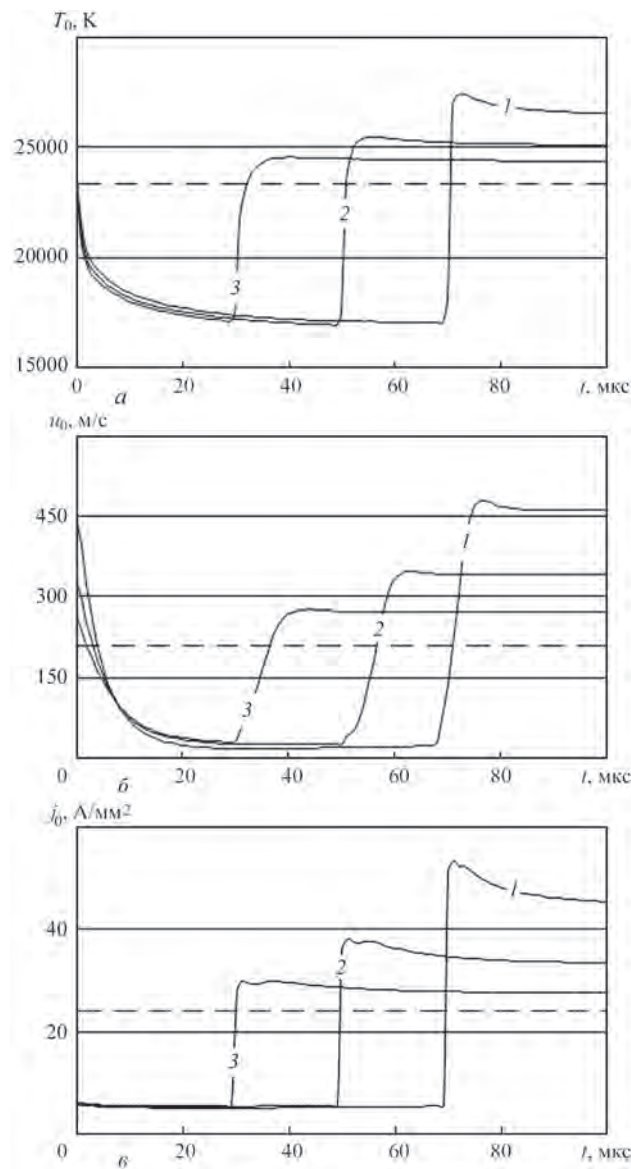


Рис. 2. Залежність температури плазми (а), аксіальних компонент швидкості (б) та щільності струму (в) у центрі стовпа дуги від часу

ня для дуги постійного струму ($I = 140 A$); відлік часу ведеться від початку паузи.

Розрахунки показують, що за розглянутих умов величини T_0 , u_0 і j_0 під час імпульсу струму виявляються істотно більшими, ніж під час паузи і тим більшими, чим менший коефіцієнт заповнення і, відповідно, вище значення струму в імпульсі I_2 . Після закінчення дії імпульсу, охолодження плазми стовпа дуги здійснюється за рахунок дисипативного механізму перенесення енергії, тому величина T_0 безперервно знижується протягом усього часу паузи. Характерний час релаксації температури дугової плазми в паузі для вибраних параметрів модуляції струму становить 50 мкс (див. рис. 2, а). На передньому фронті імпульсу плазма нагрівається джоулевим джерелом тепла, яке практично миттєво реагує на зміну струму дуги. При цьому, у випадку малих значень δ (великих значень струму в імпульсі), температура плазми в центрі стовпа різко зростає до значень, що перевищують відповідні значення для дуги постійного струму, що дорівнює I_2 , а потім плавно знижується за час приблизно 20 мкс (див. криву 1 на рис. 2, а).

Аналогічна картина спостерігається і для швидкості плазми в центрі стовпа дуги (див. рис. 2, б), за винятком того, що величина u_0 при миттєвому збільшенні струму на передньому фронті імпульсу зростає повільніше, ніж температура. Це пов'язано з інерційністю газодинамічних процесів у дуговій плазмі [15]. Що стосується зміни в часі щільності електричного струму в центрі стовпа дуги, то вона практично миттєво зменшується при спаді струму на задньому фронті імпульсу і відповідно зростає на передньому фронті (див. рис. 2, в). Зазначимо тут, що при малих значеннях δ поведінка величин u_0 і j_0 при переході від паузи до імпульсу відповідає описаній вище екстремальній поведінці температури дугової плазми з наступною релаксацією (пор. криві 1 на рис. 2, а, б, в).

Проаналізуємо характеристики теплової, силової та електромагнітної дії дуги, що розглядається, на поверхню анода. На рис. 3 представлені залежності від часу осьових значень температури T_{a0} плазми стовпа дуги на межі з анодним шаром, повного тиску P_{a0} і щільності електричного струму j_{a0} на поверхні анода, а також теплового потоку, що вводить дугою анод q_{a0} .

Величина T_{a0} веде себе подібно до температури дугової плазми в центрі стовпа дуги при істотно менших значеннях як у паузі, так і в імпульсі (пор. рис. 2, а і 3, а). Оскільки повний тиск поблизу поверхні анода може бути представлений у вигляді суми магнітного тиску P_m та газодинамічного тис-

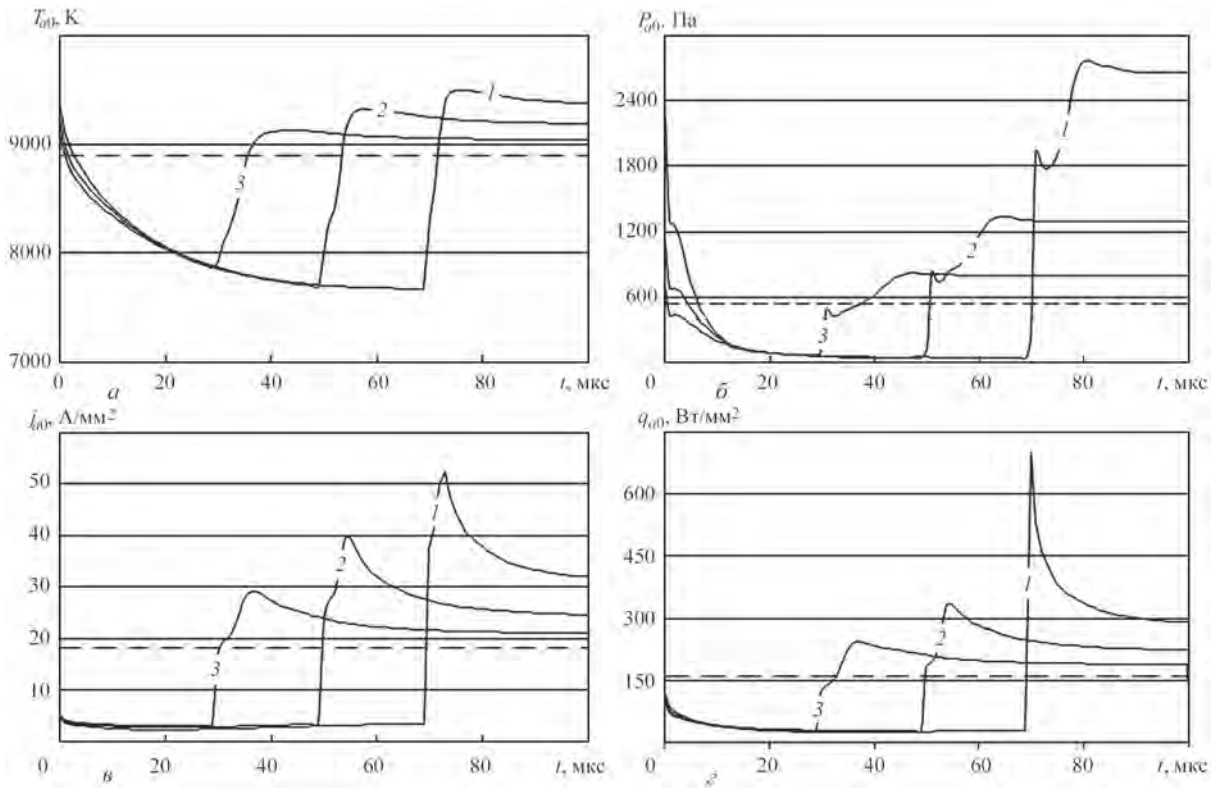


Рис. 3. Залежності осьових значень температури дугової плазми на межі з анодним шаром (а), повного тиску (б) та щільності струму на аноді (в), а також теплового потоку в анод (г) від часу

ку P_g потоку плазми при його гальмуванні на аноді [15], аналіз залежності величини P_{a0} від часу слід проводити з урахуванням цієї обставини. Осьове значення магнітного тиску, що залежить від радіального розподілу густини струму, змінюється майже миттєво на передньому та задньому фронтах імпульсу, реагуючи на відповідні зміни струму дуги. Що стосується газодинамічного тиску, то його зміна відбувається більш повільно, що пов'язане з вже зазначеною інерційністю газодинамічних процесів у дуговій плазмі. Це призводить до двоетапної зміни осьового значення повного тиску на поверхні анода — практично миттєвому на першому етапі і повільнішому на другому, з характерним часом релаксації під час імпульсу близько 10 мкс (див. рис. 3, б).

Динаміка зміни у часі осьових значень щільності струму на аноді та питомого теплового потоку в анод показана на рис. 3, в, г. На відміну від відповідних значень температури і тиску дугової плазми поблизу поверхні анода, величина j_{a0} досить швидко спадає на задньому фронті імпульсу і залишається практично постійною під час паузи (пор. рис. 3, а, б, в). При подачі імпульсу зростання зазначеної величини (як і осьового тиску на поверхні анода) відбувається у два етапи. На першому етапі щільність струму на осі області анодної прив'язки дуги різко зростає, оскільки при подачі імпульсу великий струм пропускається через стру-

мовий канал малого перерізу, що зберігся після паузи. На другому етапі за рахунок конвективно-кондуктивного перенесення енергії в плазмі стовпа дуги відбувається перебудова радіального розподілу її температури, а отже електропровідності, що призводить до подальшого, більш повільного зростання величини j_{a0} . В результаті для всіх розглянутих коефіцієнтів заповнення осьове значення щільності струму на поверхні анода зростає до значень, що істотно перевищують відповідні значення для дуги постійного струму, який дорівнює I_2 , а потім релаксує до них з характерним часом 20 мкс (див. рис. 3, в). Оскільки питомий тепловий потік в анод практично пропорційний щільності струму на аноді [14], зміна в часі величини q_{a0} аналогічна до зміни осьового значення щільності струму на поверхні анода (пор. рис. 3, в, г).

Розглянемо просторові розподіли характеристик теплової, силової та електромагнітної дії нестационарної дуги на анод. У роботі [15] показано, що при ТІГ зварюванні з високочастотною ($f \sim 10$ кГц) імпульсною модуляцією струму теплова і силова дія дуги на поверхню металу, що зварюється (радіальні розподіли теплового потоку в анод і тиску дугової плазми на його поверхню) можна розглядати як усереднені за період модуляції, оскільки характерний час зміни температури та швидкості металу у зварювальній ванні становить величину порядку 10^{-2} с, що на два порядки

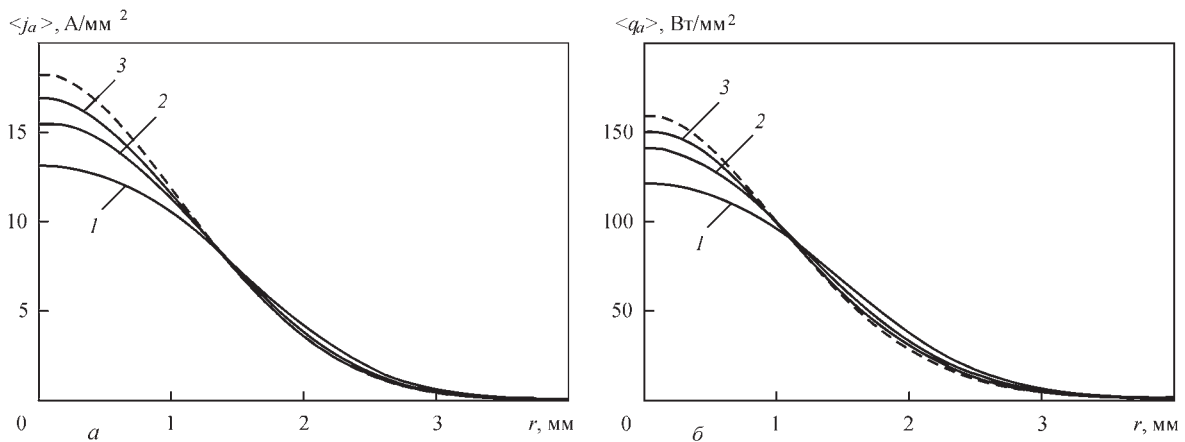


Рис. 4. Радіальні розподіли усереднених за періодом модуляції значень щільності електричного струму на аноді (а) та питомого теплового потоку в анод (б)

більше, ніж період модуляції струму із зазначеною частотою.

На рис. 4 наведені радіальні розподіли щільності електричного струму $\langle j_a(r, t) \rangle$ на аноді та питомого теплового потоку $\langle q_a(r, t) \rangle$, що вводиться в анод, усереднені протягом одного періоду модуляції струму дуги. Відповідні радіальні розподіли магнітного тиску $\langle P_m(r, t) \rangle$ та газодинамічного тиску $\langle P_g(r, t) \rangle$ потоку дугової плазми на поверхні анода показані на рис. 5.

На відміну від розглянутої вище екстремальної зміни миттєвих значень густини електричного струму на поверхні анода та теплового потоку в анод на осі області анодної прив'язки дуги (див. рис. 3, в, з), наведені на рис. 4 залежності демонструють протилежну тенденцію, а саме, усереднені осьові значення густини струму та теплового потоку в анод знижуються при зменшенні коефіцієнта заповнення δ . Більше того, вони залишаються меншими за відповідні значення j_{a0} і q_{a0} для дуги постійного струму, що дорівнює середньому значенню модульованого. Це пов'язано з тим, що при зменшенні δ зростає тривалість паузи, протягом якої щільність струму на аноді та тепловий потік в анод набагато нижчі за відповідні величини для еквівалентної дуги постійного струму (див. рис. 3, в, з).

Згідно з даними, поданими в табл. 2, усереднена величина повного теплового потоку в анод $\langle Q_a \rangle = 2\pi \int_0^{\infty} \langle q_a(r, t) \rangle r dr$, на відміну від $\langle q_{a0}(t) \rangle$, зростає при зменшенні δ (збільшенні значення стру-

му в імпульсі) та постійному середньому струмі. Ця особливість пов'язана із зміною наповненості профілів $\langle q_a(r, t) \rangle$ залежно від коефіцієнта заповнення (див. рис. 4, б).

Що стосується електромагнітної дії дуги з ВЧ модуляцією струму на метал зварювальної ванни, то її також можна розглядати як усереднену за період модуляції [15], з урахуванням тієї обставини, що вираз для об'ємної сили Лоренца $\vec{F} = \mu^0 \vec{j} \times \vec{H}$, яка приводить в рух розплавлений метал, є квадратичним за щільністю струму \vec{j} (напруженістю магнітного поля \vec{H}). Тому для визначення просторового розподілу усередненого значення електромагнітної сили необхідно знаходити розподіли зазначених величин у кожний момент часу використовуючи розподіл щільності електричного струму на поверхні анода у відповідний момент часу, потім обчислювати миттєві значення $\vec{F}(r, z, t)$ і тільки потім усереднювати за часом. При цьому замість наведеного на рис. 4 а розподілу $j_a(r, t)$ слід використовувати розподіли $j_a(r, t)$.

Порівняння розрахованої таким чином усередненої електромагнітної сили $\langle F_{mz}(r, z, t) \rangle$ у випадку розглянутої височастотної ($f = 10$ кГц) модуляції струму прямокутними імпульсами у формі меандру ($\delta = 0,5$) і відповідної сили для еквівалентної дуги постійного струму показує, що величина цієї сили в першому випадку виявляється приблизно в 1,5 рази більшою, ніж у другому [15], і зростає при зменшенні δ . Оскільки дана сила викликає рух розплавленого металу в напрямку дна зварювальної ванни, проплавляюча здатність дуги з ВЧ модуляцією струму повинна збільшуватися зі зменшенням коефіцієнта заповнення (збільшенням I_2) при збереженні I_{av} .

Як впливає з розрахункових даних, представлених на рис. 5, усереднений магнітний тиск поблизу поверхні анода нестационарної дуги вияв-

Таблиця 2. Повний тепловий потік в анод

δ	$\langle Q_a \rangle, W$
0.3	1261
0.5	1212
0.7	1183
Постійний струм	1141

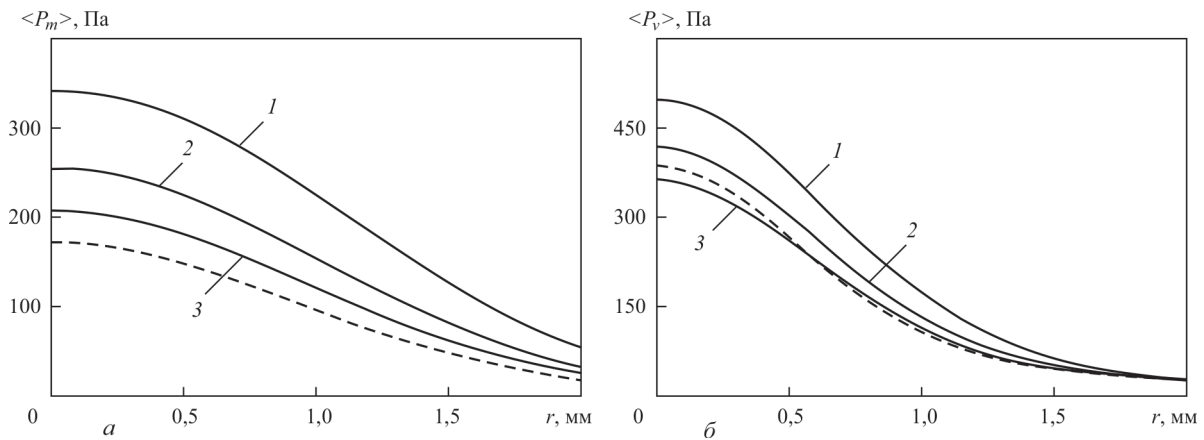


Рис. 5. Радіальні розподіли усереднених за періодом модуляції магнітного тиску (а) та газодинамічного тиску (б) на поверхні анода

ляється суттєво вищим за відповідний магнітний тиск для еквівалентної дуги постійного струму, зростаючи зі зменшенням δ (див. рис. 5, а). Усереднений за період модуляції струму газодинамічний тиск потоку плазми на поверхню анода також збільшується зі зменшенням коефіцієнта заповнення, проте його значення при $\delta > 0,6$ виявляються нижчими відповідних значень для дуги постійного струму, рівного 140 А. Середні значення повного тиску поблизу поверхні анода, що є сумою магнітного і газодинамічного тисків для нестационарної дуги за розглянутих умов модуляції струму виявляється більшим повного тиску дуги постійного струму, що відповідає результатам експериментального вимірювання зазначеної величини в роботі [5].

Тут необхідно зазначити, що при визначенні форми вільної поверхні зварювальної ванни в якості актуальної складової тиску дугової плазми в балансі нормальних напружень на зазначеній поверхні слід використовувати тільки газодинамічний тиск P_g потоку плазми, оскільки магнітний тиск P_m не зазнає стрибка при переході через межу дугова плазма-метал [15]. Як було згадано, у випадку ВЧІ модуляції струму величина $\langle P_g(r, t) \rangle$, що визначає прогин поверхні зварювальної ванни, зростає зі зменшенням δ (збільшенням струму в імпульсі) при постійному значенні середнього струму. Це сприяє заглибленню такої дуги в метал, що зварюється, і відповідно, підвищенню її проплавляючої здатності при збільшенні I_2 і збереженні I_{av} .

Важливим силовим фактором, що визначає гідродинамічну обстановку в зварювальній ванні при зварюванні ТІГ (поряд з силою Лоренца і силою Марангоні) є сила в'язкого тертя потоку дугової плазми з поверхнею металу анода. У разі ВЧІ модуляції струму ($f = 10$ кГц) вказана сила, так само, як газодинамічний тиск плазми, може розглядатися як усереднена за періодом модуляції [15]. Раді-

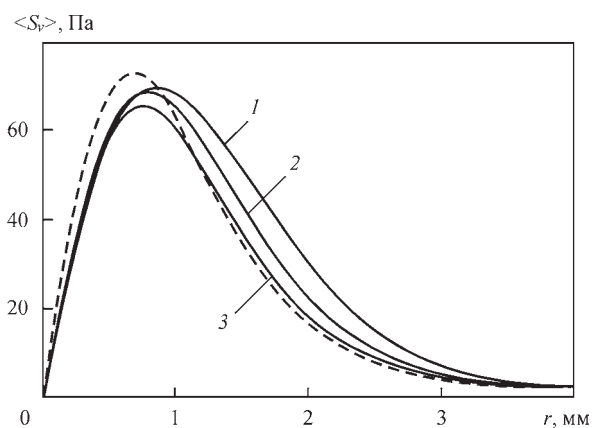


Рис. 6. Радіальні розподіли усередненого за період модуляції дотичного напруження, що створюється силою тертя потоку плазми на поверхні анода

альний розподіл дотичного напруження $\langle P_v(r, t) \rangle$, що створюється цією силою, проілюстровано на рис. 6.

Подані на рис. 6 розрахункові дані показують, що, порівняно з розподілом P_v для еквівалентної дуги постійного струму, максимум усередненого значення сили в'язкого тертя плазми дуги з поверхнею анода при ВЧІ модуляції струму дещо зменшується за величиною при збільшенні коефіцієнта заповнення, а його положення зміщується в бік більших значень r . Це свідчить про слабкий вплив модуляції ВЧІ струму на силу в'язкого тертя потоку дугової плазми з поверхнею зварювальної ванни при ТІГ зварюванні.

Висновки

Проведений чисельний аналіз теплових, газодинамічних та електромагнітних характеристик дугової плазми, а також її впливу на поверхню анода в умовах, характерних для ТІГ зварювання з модуляцією струму прямокутними імпульсами різної тривалості та амплітуди (при постійному значенні середнього струму дуги), які надходять з частотою 10 кГц, дозволяє зробити такі висновки.

1. При аналізованих параметрах модуляції щільність електричного струму в стовпі дуги майже миттєво реагує на зміни повного струму дуги, тоді як температура і швидкість дугової плазми є інерційнішими, з характерним часом встановлення близько 20 мкс в імпульсі і близько 50 мкс при переході від імпульсу до паузи. При цьому значення згаданих величин під час імпульсу значно більші, ніж під час паузи і тим більші, чим менший коефіцієнт заповнення (вище значення струму в імпульсі).

2. Усереднені за період зміни струму дуги осьові значення теплового потоку в анод для умов модуляції, які розглядаються, знижуються при зменшенні коефіцієнта заповнення. Більше того, вони залишаються меншими за відповідні значення для дуги постійного струму, що дорівнює середньому значенню модульованого. При цьому повний тепловий потік в анод, навпаки, виявляється більшим за відповідну величину для еквівалентної дуги постійного струму, зростаючи при зменшенні коефіцієнта заповнення (збільшення струму в імпульсі).

3. Усереднений за період модуляції струму газодинамічний тиск потоку дугової плазми на поверхню анода зростає зі зменшенням коефіцієнта заповнення і при $\delta < 0,6$ стає більшим за відповідний тиск для дуги постійного струму, що дорівнює середньому значенню модульованого. В результаті зменшення тривалості імпульсу і відповідне підвищення амплітуди модуляції струму при зварюванні дугою з тугоплавким катодом призводить до збільшення прогину поверхні зварювальної ванни, що сприяє заглибленню дуги в метал, який зварюється, і підвищенню її проплавлення здатності. Що стосується сили в'язкого тертя потоку дугової плазми, що викликає рух поверхневих шарів металу зварювальної ванни від її центру до периферії, збільшуючи тим самим ширину зони проплавлення за рахунок зменшення її глибини, вона практично не відрізняється від відповідної сили, що діє на поверхню розплаву плазмою еквівалентної дуги постійного струму.

4. Оцінка усередненого силового впливу розглянутої нестационарної дуги на розплав металу, що зварюється, свідчить про значне збільшення (порівняно з еквівалентною дугою постійного струму) об'ємної електромагнітної сили, що викликає рух розплаву і конвективне перенесення тепла від поверхні в напрямку дна зварювальної ванни, що також сприяє збільшенню глибини проплавлення при TIG зварюванні з ВЧІ модуляцією струму.

ПОДЯКА

This work was carried out with the financial support of the German Research Foundation DFG Project No. 390246097/RE2755/51-1 "Investigation of the influence of non-stationary processes in the arc plasma on the penetration depth during high frequency TIG welding". The authors wish to express their thanks for this funding.

Література/References

- (2011) Welding fundamentals and processes. Ed. by T.J. Lienert, S.S. Babu et al. ASM Handbook, Ohio, USA. ASM Int.
- Leither, R.E., McElhinney, G.H., Pruitt E.L. (1973) An investigation of pulsed GTA welding variables. *Welding J., Res. Suppl.*, **9**, 405s–410s.
- Omar, A.A., Lundin, C.D. (1979) Pulsed plasma-pulsed GTA arcs: A study of the process variables. *Welding J., Res. Suppl.*, **4**, 97s–105s.
- Saedi, H.R., Unkel, W. (1988) Arc and weld pool behavior for pulsed current GTAW. *Welding J., Res. Suppl.*, **11**, 247s–255s.
- Onuki, J., Anazawa, Y., Nihei, M., et al. (2002) Development of a new high-frequency, high-peak current power source for high constricted arc formation. *Japan J. Appl. Phys.*, **41**, 5821–5826.
- Karunakaran, N., Balasubramanian, V. (2011) Effect of pulsed current on temperature distribution, weld bead profiles and characteristics of gas tungsten arc welded aluminum alloy joints. *Transact. Nonferrous Met. Soc. China*, **21**, 278–286.
- Cunha, T.V.d., Louise-Voigt, A., Bohorquez, C.E.N. (2016) Analysis of mean and RMS current welding in the pulsed TIG process. *J. of Materials Proc. Technology*, **231**, 449–455.
- Silva, D.C.C., Scotti, A. (2017) Using either mean and RMS values to represent current in modeling of arc welding bead geometries. *J. of Materials Proc. Technology*, **240**, 382–387.
- Kim, W.H., Na, S.J. (1998) Heat and fluid flow in pulsed current GTA weld pool. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41(Issue 21), 3213–3227.
- Wu, C.S., Zheng, W., Wu, L. (1999) Modeling the transient behaviour of pulsed current tungsten-inert-gas weld pools. *Modelling and Simul. Mater. Sci. Eng.*, **7**(1), 15–23.
- Traidia, A., Roger, F., Guyot, E. (2010) Optimal parameters for pulsed gas tungsten arc welding in partially and fully penetrated weld pools. *Int. J. of Thermal Sci.*, **49**, 1197–1208.
- Krivtsov, I., Demchenko, V., Krikent, I. et al. (2015) Distributed and integrated characteristics of the near-anode plasma of the welding arc in TIG and Hybrid (TIG + CO₂ Laser) welding. In: *Mathematical Modelling of Weld Phenomena II*. Techn. Universitat Graz, Graz, Austria, 837–874.
- Krivtsov, I., Demchenko, V., Lesnoi, A. et al. (2010) Modelling of electromagnetic processes in system "welding arc-evaporating anode". Pt 1: Model of anode region. *Sci. and Technol. of Welding & Joining*, **15**(6), 457–463.
- Semenov, I.L., Krivtsov, I.V., Reisgen, U. (2016) Numerical study of the anode boundary layer in atmospheric pressure arc discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**(10), 105204.
- Demchenko, V.F., Boi, U., Krivtsov, I.V., Shuba, I.V. (2017) Effective values of electrodynamic characteristics of the process of nonconsumable electrode welding with pulse modulation of arc current. *The Paton Welding J.*, **8**, 2–11. DOI: <https://doi.org/10.15407/tpwj2017.08.01>
- Sydorets, V.N., Krivtsov, I.V., Demchenko, V.F. et al. (2016) Calculation and experimental research of static and dynamic volt-ampere characteristics of argon arc with refractory cathode. *The Paton Welding J.*, **2**, 2–8.
- Wendelstorf, J., Simon, G., Decker, I. et al. (1997) Investigation of cathode spot behavior of atmospheric argon arcs by mathematical modeling. In: *Proc. of the 12th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications (Germany, Greifswald, 1997)*, Vol. 1, 62–65.

18. Benilov, M.S., Marotta, A. (1995) A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 28, 1869–1882.
19. Cressault, Y., Murphy, A.B., Teulet, Ph. et al. (2013) Thermal plasma properties for Ar–Cu, Ar–Fe and Ar–Al mixtures used in welding plasma processes: II. Transport coefficients at atmospheric pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 46, 415207.
20. Essoltani, A., Proulx, P., Boulos, M.I. et al. (1994) Volumetric emission of argon plasma in the presence of vapours of Fe, Si and Al. *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, 14(4), 437–450.

CHARACTERISTICS OF HIGH-FREQUENCY PULSED CURRENT ARC WITH REFRACTORY CATHODE

I. Krivtsun¹, V. Demchenko¹, I. Krikent¹, U. Reissen², O. Mokrov², R. Sharma²

¹E.O. Paton Electric Welding Institute of the NASU, 11 Kazymyr Malevych Str., 03150, Kyiv, Ukraine.

E-mail: krivtsun@paton.kiev.ua

²RWTH Aachen University, ISF – Welding and Joining Institute, Pontstr. 49, 52062, Aachen, Germany

A self-consistent mathematical model is presented, describing nonstationary processes of energy, momentum, mass and charge transfer in plasma column and anode boundary layer of an electric arc burning in atmospheric pressure inert gas at pulsed modulation of current. A numerical study of distributed and integrated characteristics of 2 mm long argon arc was performed in the case of current modulation by rectangular pulses at 10 kHz frequency and different values of the duty cycle (0.3; 0.5; 0.7) under the condition that the average current value remains unchanged and equal to 140 A. Calculated time dependencies of plasma temperature, velocity and current density in the arc column centre, as well as axial values of plasma temperature and pressure near the anode surface, anode current density and heat flux into the anode are given for the selected values of duty cycle. Radial distributions of averaged over the current modulation period heat flux, introduced by the arc into the anode, pressure and force of friction of arc plasma flow on its surface were calculated, which are the determinant ones for simulation of thermal and hydrodynamic processes in the metal being welded in TIG welding with high-frequency pulsed current (HFPC) modulation. Results of simulation of nonstationary arc characteristics are compared with the respective results for a direct current (DC) arc, at current equal to average value of modulated current. Analysis of the obtained results leads to the conclusion that in the case of HFPC TIG welding at 10 kHz frequency decrease of duty cycle (increase of pulse current) at constant value of average current leads to greater force impact of such an arc on weld pool metal and to increase of its penetrability, respectively. 20 Ref., 2 Tabl., 6 Fig.

Key words: electric arc, refractory cathode, arc column, anode boundary layer, TIG welding, pulsed current modulation, frequency, duty cycle, simulation

Надійшла до редакції 13.04.2022

WORLD TRADE FAIR FOR WELDING ENGINEERING — JOINING, CUTTING, SURFACING

LET'S JOIN THE WORLD!

11. – 15. September, 2023

REGISTER NOW!

www.schweissen-schneiden.com

SCHWEISSEN & SCHNEIDEN No. 1 IN THE WORLD

DVS GERMAN WELDING SOCIETY

MESSE ESSEN