

В.І. Осипенко, д.т.н., проф.**О.П. Плахотний, к.т.н., доц.***Черкаський державний технологічний університет***Л.Г. Полонський, д.т.н., доц.****Я.А. Степчин, к.т.н., доц.***Житомирський державний технологічний університет*

МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВИХ ПРОЦЕСІВ РУЙНАЦІЇ ЕЛЕКТРОДІВ РОЗРЯДАМИ, ХАРАКТЕРНИМИ ДЛЯ ЕЛЕКТРОЕРОЗІЙНОГО ДРОТЯНОГО ВИРІЗАННЯ

Проведено моделювання теплових процесів руйнації електродів при електроерозійній вирізній обробці матеріалів. На основі чисельного розв'язку задачі Стефана отримані кількісні оцінки механізму утворення ерозійних лунок при енергетичних параметрах іскрових розрядів, характерних для даної технології.

Постановка проблеми. Сучасні технологічні можливості електроерозійної обробки та масштаби її впровадження в промисловість дозволяють сказати про те, що електроерозійна технологія є одним з найсучасніших та найпоширеніших методів обробки металів для інструментального виробництва.

З середини 80-х років минулого століття у групі електроерозійного технологічного обладнання переважний розвиток мають вирізні верстати завдяки високій ефективності електроерозійного дротяного вирізання (ЕЕДВ) при виготовленні точних складноконтурних деталей інструментального та дрібносерійного виробництва.

Найважливіші технологічні характеристики ЕЕДВ: продуктивність вирізання, точність контуру, шорсткість оброблених поверхонь, дослідники, природньо, пов'язують з процесами електроерозійного руйнування поверхонь електродів, що протікають у міжелектродному проміжку.

Механізм ерозійної руйнації електродів визначається сукупною дією трьох видів процесів: електричних, теплових та газо-гідродинамічних.

В роботах [1, 2] запропоновано математичну модель для оцінки теплового руйнування електродів при різному значенні енергії розряду. Для розрахунків застосовувалася одновимірна лінійна задача Стефана про сполучення двох фаз (твердої та рідкої) на рухомій границі розділу для напівобмеженого тіла. Правомірність використання обраного варіанта задачі Стефана автори обумовили рядом припущень: радіус лунки r_L у 10–15 разів більше глибини h_L , тому при визначенні переміщення точки границі проплаву, що знаходиться проти центра джерела тепла, можна вважати, що $r_L = \infty$, знехтувати радіальним розсіюванням тепла та вирішувати одновимірну задачу; дія джерела тепла, утвореного розрядом проявляється тільки в плавленні металу, випаровування не відіграє суттєвої ролі; процеси плавлення та видалення металу з лунки повністю розділені в часі, тобто при русі границі розплаву весь матеріал залишається в лунці; теплофізичні константи металів у твердій та рідкій фазах не залежать від температури матеріалу фази; при визначенні об'єму ерозійної лунки, її форму вважали близькою до шарового сегмента.

Реальні режими, що використовуються в сучасних ЕЕДВ, здебільшого суттєво не вкладаються в рамки наведених обмежень [3–6]. Так, фракталометричними дослідженнями встановлено, що за більшості режимів ЕЕДВ від 70 % до 90 % матеріалу видаляється з лунки у вигляді пару. При густині потужності в каналі розряду 10^7 – 10^9 Вт/см², відбувається бурхливе випаровування матеріалу електрода, що має характер вибуху. Пари видаляються майже одночасно без додаткового перегрівання. Експериментально визначена форма лунки може суттєво відрізнятися від кульового сегмента. Теплофізичні константи металів у твердій, рідкій та паровій фазах залежать від температури.

Наведені відмінності призводять до того, що результати розрахунку параметрів ерозійного руйнування електродів за режимів, характерних для ЕЕДВ, при використанні існуючих моделей відрізняються від експериментально отриманих значень на 50–100 %.

Мета дослідження. В роботі ставиться завдання побудови об'ємної нестационарної теплової моделі руйнації електродів та проведення чисельних експериментів з прийнятною для технологій ЕЕДВ точністю розрахунку з метою встановлення закономірностей руху меж розділу фаз та розкриття теплового механізму утворення ерозійних лунок.

Математичний апарат моделювання теплових процесів на електродах за умов ЕЕДВ. Без втрати адекватності математичної моделі реальному процесу ерозійної руйнації можемо вважати осесиметричною функцію розподілу теплової потужності висококонцентрованого джерела тепла від дії плазми каналу одиничного іскрового розряду на півпростір поверхні електрода (рис. 1).

Якщо врахувати ряд літературних даних, прямих вимірів енергетичних параметрів іскрових розрядів, а також типову форму ерозійної лунки [1, 2, 7, 8], то розподілення теплового потоку $q(r, t)$ за умов ЕЕДВ може бути представлено залежністю:

$$q(r, t) = 4,5q_\tau(t)e^{-4,5\frac{r^2}{r_0^2}}, \tag{1}$$

де r_0 – радіус одиничної ерозійної лунки; r – поточна відстань від центра симетрії джерела тепла; $q_\tau(t)$ – залежність густини теплового потоку від тривалості розряду.

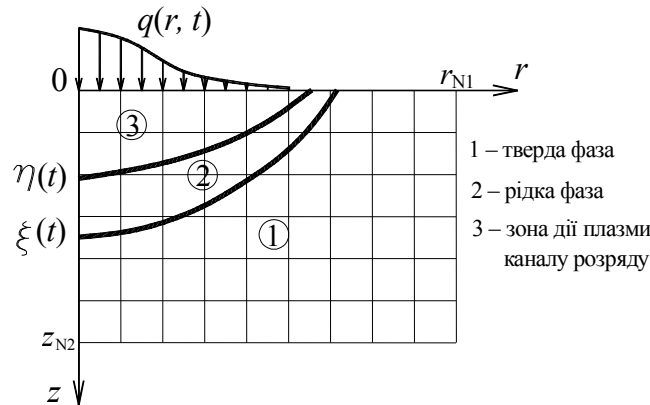


Рис. 1. Схема теплової дії висококонцентрованого джерела тепла від плазми каналу одиничного іскрового розряду, на півпростір поверхні електрода

Залежність $q_\tau(t)$ для кожної тривалості розряду визначається шляхом апроксимації експериментально отриманих графіків. Так, для тривалості імпульсу $\tau = 0,7$ мкс залежність $q_\tau(t)$ має вигляд:

$$q_\tau(t) = 4,3q_0 \left(-\sin(45 \cdot 10^5 t + 2,76) \right) \cdot e^{-24 \cdot 10^5 t - 0,56}$$

$$\begin{cases} 0 < t < 8,5 \cdot 10^{-8} \text{ c} \rightarrow q_\tau(t) = 0 \\ 8,5 \cdot 10^{-8} \text{ c} < t < 7,85 \cdot 10^{-7} \text{ c} \rightarrow q_\tau(t) \\ 7,85 \cdot 10^{-7} \text{ c} < t < \infty \rightarrow q_\tau(t) = 0 \end{cases}, \tag{2}$$

де q_0 – амплітуда густини теплового потоку.

В загальному випадку математична постановка теплової задачі для умов ЕЕДВ зводиться до розв'язання осесиметричної квазітрифазної нелінійної задачі теплопровідності з рухомими границями фаз (задача Стефана). У циліндричній системі координат вихідна система рівнянь має такий вигляд:

$$\rho C_1(T) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda_1(T) r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_1(T) \frac{\partial T_1}{\partial z} \right], \quad \xi(t) < r, z;$$

$$\rho C_2(T) \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda_2(T) r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_2(T) \frac{\partial T_2}{\partial z} \right], \quad \eta(t) < r, z < \xi(t), \tag{3}$$

де $T_1(r, z, t)$ – температурне поле твердої фази електрода; $T_2(r, z, t)$ – температурне поле рідкої фази електрода; ρ – густина матеріалу електрода; $C_1(T)$, $\lambda_1(T)$ – питома теплоємність та коефіцієнт теплопровідності твердої фази матеріалу електрода; $C_2(T)$, $\lambda_2(T)$ – питома теплоємність та коефіцієнт теплопровідності рідкої фази матеріалу електрода; $\xi(t)$ – положення рухомої границі між рідкою та твердою фазами матеріалу електрода; $\eta(t)$ – рухома границя випаровування матеріалу електрода.

Початкові умови:

$$T_1|_{t=0} = T_2|_{t=0} = T_0. \tag{4}$$

Граничні умови:

$$\frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=r_{N1}} = 0; \tag{5}$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=\eta(t)} = q(r, t); \quad \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=z_{N2}} = 0,$$

де $q(r, t)$ – функція розподілу інтенсивності теплового потоку від дії плазми каналу одиничного іскрового розряду.

Умови на рухомих границях фаз:

$$\begin{aligned} \text{при } r, z = \xi(t): T_1(r, z) = T_2(r, z) = T_{nl}; \\ \lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) - \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial T_2}{\partial z} \right) = \rho L_{nl} \frac{\partial \xi}{\partial t}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{при } r, z = \eta(t): T_2(r, z) = T_{avn}; \\ \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial T_2}{\partial z} \right) = \rho L_{avn} \frac{\partial \eta}{\partial t}. \end{aligned} \quad (7)$$

де T_{nl}, T_{avn} – температури плавлення та випаровування матеріалу електрода; L_{nl}, L_{avn} – питома теплота плавлення та випаровування матеріалу електрода.

У поставленій задачі (3–7) значення $c, \rho, \lambda, \epsilon$ суттєво нелінійними та розривними (точки фазових переходів) функціями температури матеріалу електрода, яка за умов ЕЕДВ змінюється від температури робочого середовища до температури випаровування [9]. У зв'язку з цим теплофізичні параметри зручно задавати в вигляді приблизних функцій, що згладжують розриви в точках фазових переходів, чи табуляційних значень з певним кроком по температурі. Врахування теплоти фазових перетворень та зміни теплофізичних параметрів у відповідному діапазоні температур призводить до нелінійних залежностей (6, 7) на рухомих границях фаз.

Для розв'язку поставленої задачі застосуємо добре досліджений та достатньо обґрунтований кінцево-різницевий метод з поздовжньо-поперечною кінцево-різницевою схемою та згладжуванням коефіцієнтів [10, 11].

Границя випаровування $\eta(t)$ (рис. 1) є по суті зовнішнім фазовим фронтом задачі Стефана. Згідно з методом, запропонованим у [11], замінимо двофазну задачу трифазною, для якої правдиві умови:

$$C_3(T) \equiv 0, \rho_3 \equiv 0, \text{ при } \eta(t) > r, z \geq 0, \quad (8)$$

де $C_3(T), \rho_3$ – теплоємність та густина матеріалу електрода в області 3 (рис. 1).

Якщо ввести позначення координат $x_1 = r, x_2 = z$, то диференціальне рівняння теплопровідності можна записати у вигляді, зручному для застосування чисельних методів:

$$\rho_s C_s(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{\alpha=1}^p \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\lambda_s(T) \frac{\partial T}{\partial x_\alpha} \right), \quad (9)$$

де $s = 1, 2, 3$ – індекси фаз з відповідними коефіцієнтами теплоємності та теплопровідності $C_s(T)$ та $\lambda_s(T)$; $p = 2$ – кількість координат.

У подальшому, використовуючи метод згладжування коефіцієнтів [10, 11], введемо δ – функцію Дірака, і рівняння (9) запишемо у вигляді:

$$\left[C(T) + \rho_1 q_{nl} \delta(T - T_{nl}) + \rho_2 q_{avn} \delta(T - T_{avn}) \right] \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{\alpha=1}^p \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(k(T) \frac{\partial T}{\partial x_\alpha} \right), \quad (10)$$

де:

$$C(T) = \begin{cases} C_1, T < T_{nl}; \\ C_2, T_{nl} < T < T_{avn}; \\ C_3, T > T_{avn}; \end{cases} \quad (11)$$

$$k(T) = \begin{cases} \lambda_1(T), T < T_{nl}; \\ \lambda_2(T), T > T_{nl}. \end{cases} \quad (12)$$

У роботах [10, 11] показано, що рівняння (10) задовольняє умови ентальпії фазового переходу на рухомих границях фаз (6, 7).

Замінимо δ – функцію Дірака, наближеною, δ – подібною функцією $\delta(T - T^*, \Delta)$, яка відмінна від нуля тільки на інтервалі $(T^* - \Delta, T^* + \Delta)$ і задовольняє умову нормування:

$$\int_{T^* - \Delta}^{T^* + \Delta} \delta(T - T^*, \Delta) dT = 1, \quad (13)$$

де T^* – температура фазового переходу.

Введемо поняття про ефективну теплоємність:

$$\tilde{C}(T) = \begin{cases} C_1(T), & \text{при } T < T_{nl} - \Delta; \\ q_{nl} / 2\Delta + (C_1 + C_2) / 2, & \text{при } T_{nl} - \Delta \leq T \leq T_{nl} + \Delta; \\ C_2(T), & \text{при } T_{nl} + \Delta < T < T_{avn} - \Delta; \\ q_{avn} / 2\Delta + C_2, & \text{при } T_{avn} - \Delta \leq T \leq T_{avn} + \Delta; \\ C_3(T), & \text{при } T > T_{avn} + \Delta, \end{cases} \quad (14)$$

та коефіцієнти $\tilde{k}(T)$ і $\tilde{\rho}(T)$:

$$\tilde{k}(T) = \begin{cases} \lambda_1(T), & \text{при } T < T_{nl} - \Delta; \\ \lambda_2(T), & \text{при } T > T_{nl} - \Delta; \end{cases} \quad (15)$$

$$\tilde{\rho}(T) = \begin{cases} \rho_1, & \text{при } T < T_{nl} - \Delta; \\ \rho_2, & \text{при } T > T_{nl} + \Delta. \end{cases} \quad (16)$$

У результаті отримаємо необхідне для розрахунків температури T квазілінійне рівняння теплопровідності:

$$\tilde{\rho} \tilde{C}(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{\alpha=1}^p \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\tilde{k}(T) \frac{\partial T}{\partial x_\alpha} \right) \quad (17)$$

з відповідними граничними умовами (5).

Для чисельного розв'язку рівняння (17) стандартна локально-одномірна схема кінцевих різниць не дає прийнятних результатів через наявність у задачі рухомої зовнішньої фазової границі та необхідності постійного коригування розрахункової сітки [12]. Найбільш ефективним для нашого випадку є застосування поздовжньо-поперечної схеми (неявного методу змінних напрямків) кінцевих різниць [10]. Ця схема поєднує в собі кращі властивості мінімального обсягу роботи явної схеми та безумовну стійкість обчислювального процесу неявної схеми та має точність $O(\tau^2 + |h|^2)$.

Розрахункова схема тестувалася на порівнянні результатів з аналітичними розв'язками одномірної однофазної задачі Стефана для іскрового розряду, що отримані в роботах [1, 2, 8] та розв'язками дво-трифазних одномірних задач Стефана, отриманих іншими чисельними методами [13]. За рівних значень теплофізичних параметрів матеріалу електроду, тривалості та енергії розряду, розходження точних аналітичних розв'язків і значень, отриманих за наведеною кінцево-різницевою схемою не перевищують 5 % вже за кількості вузлів $N_1, N_2 = 70$; $N_\tau = 500$.

Результати досліджень. Чисельне моделювання теплових процесів у зоні дії електродних плям розряду проводили для області енергетичних характеристик одиничних іскрових розрядів, параметрів балансу енергії в міжелектродному проміжку та геометрії ерозійних лунок, експериментально досліджених за використання як матеріалу анода сталі 45 (табл. 1, 2).

Таблиця 1

Діапазон зміни параметрів одиничного іскрового розряду, використаний для в експериментальних досліджень

Енергія розряду, що виділилася на аноді E_a , мДж	Тривалість розряду, мкс	Діаметр каналу розряду, d_k , мкм
1,5–7	1–3,5	55–100

Таблиця 2

Діапазон зміни параметрів одиничного іскрового розряду, використаний для чисельного моделювання впливу просторово-енергетичних характеристик каналу розряду на теплові процеси в зоні електродних плям

Енергія розряду, що виділилася на аноді E_a , мДж	Тривалість розряду, мкс	Діаметр каналу розряду, d_k , мкм
2, 4, 6, 8	1, 2, 3, 4	60, 100, 160, 200

Такий підхід забезпечує контроль та перевірку достовірності математичної моделі шляхом порівняння результатів розрахунку та експерименту.

Дослідження та аналіз рішень розробленої математичної моделі є цікавим з двох точок зору:

- 1) для більш детального розуміння механізмів руйнування та видалення матеріалу електроду з метою визначення умов, за яких можливо досягти максимальної ерозійної руйнації електроду-заготовки;
- 2) створення теоретично обґрунтованої адекватної інженерної методики розрахунку об'єму і глибини одиничної ерозійної лунки та зони термічного впливу, за відомих теплофізичних характеристик матеріалу електроду та енергетичних параметрів іскрових розрядів, характерних для технологій ЕЕДВ.

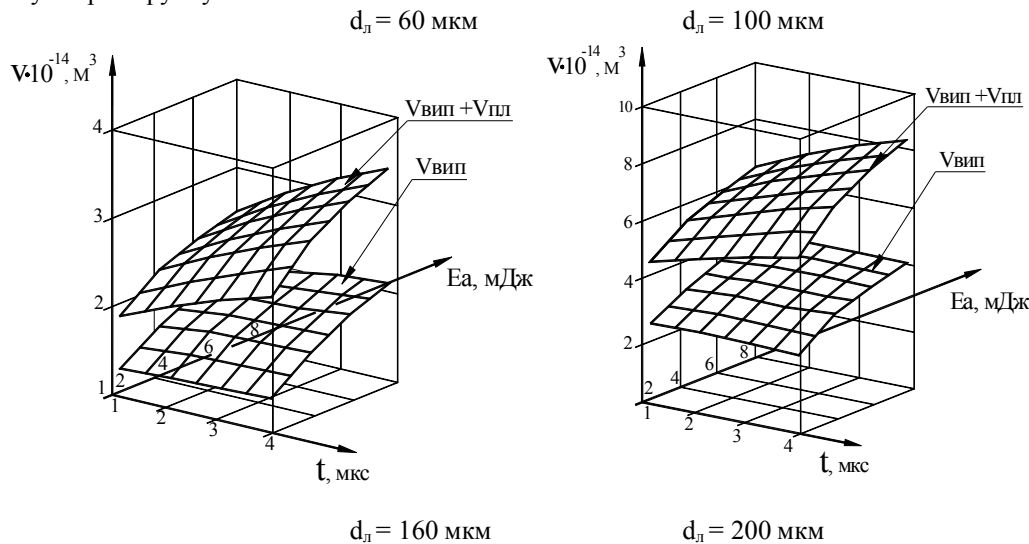
Виходячи з цього, виконаємо аналіз отриманих результатів чисельного моделювання теплових процесів у зоні дії анодної плями розряду, що переставлені на рис. 2–4.

З графіків видно, що в обраному діапазоні зміни параметрів одиничного іскрового розряду (табл. 2) найбільший вплив на об’єми як випаровуваної, так і рідкої фаз матеріалу анода (сталь 45) мають просторово-енергетичні характеристики каналу розряду, тобто площа дії плоского висококонцентрованого джерела тепла та загальна енергія, що виділилася на електроді (E_a). При цьому фактично домінує площа дії плоского джерела тепла. Так, за $E_a = 2$ мДж, та $\tau = 1$ мкс, при зростанні діаметра каналу розряду від 60 мкм до 200 мкм площа дії джерела зростає від $2,827 \times 10^{-3}$ мм² до $31,415 \times 10^{-3}$ мм² (в 11,11 рази), максимальна густина потужності в електродній плямі відповідно в такій же пропорції зменшується (від $q(r, t)_{\max} = 3,2 \times 10^8$ Вт/см², до $q(r, t)_{\max} = 2,88 \times 10^7$ Вт/см²), а об’єм випарованого матеріалу зростає від $1,301 \times 10^{-14}$ м³ до $3,284 \times 10^{-14}$ м³, тобто майже в 3 рази. Зростання енергії E_a з 2 мДж до 8 мДж (в 4 рази) призводить до збільшення об’єму випарованого матеріалу в 1,4–2,2 рази (залежно від площі плоского джерела тепла). Подібні співвідношення спостерігаються і щодо рідкої фази.

Зміна тривалості розряду від 1 мкс до 4 мкс за постійності, підведеної до електрода енергії має слабо виражений екстремальний вплив (6 %–12 % залежно від густини потужності в електродній плямі) на об’єми матеріалу електрода, що пройшов фазові перетворення (рис. 2). При цьому розрахункові дані узгоджуються з експериментом з похибкою, що не перевищує 7 % у всьому дослідженому діапазоні.

Висновки. В рамках теплової гіпотези вирішена об’ємна нестационарна теплова задача, що дозволяє для відомих теплофізичних характеристик матеріалу електрода визначити температурне поле та форму “ізофазних” поверхонь (рис. 4) на ділянках електрода, що контактують з плазмою каналу розряду залежно від розподілу інтенсивності осесиметричного джерела тепла як в просторі, так і в часі. Це дозволяє здійснити синтез джерела тепла, що забезпечить максимальну ерозійну руйнацію електрода за рахунок отримання максимальних об’ємів “ізофазних” поверхонь, та відкриває шлях до мінімізації енергетичних затрат на обробку того чи іншого матеріалу та керування характеристиками оброблених поверхонь.

Недоліком розробленої математичної моделі є неможливість врахування характеру дії сил, що обумовлюють видалення металу з ерозійної лунки. Якщо при випаровуванні механізми викиду матеріалу досить зрозумілі, то при плавленні маємо більш складну ситуацію, пов’язану з труднощами врахування гідродинамічних ефектів. Варто зазначити, що об’єми рідкої фази в 1,8–2,2 рази перевищують об’єми випарованого матеріалу електрода, хоча у видалених продуктах ерозії їх частка знаходиться в межах 5 %–30 %, тобто перехід в рідкий стан ще не означає видалення матеріалу електрода з ерозійної лунки. Це підтверджує тезу про те, що наявність в лунці суттєвого об’єму рідкої фази, практично не впливаючи на баланс енергії, може помітно впливати на винос маси з ерозійної лунки і тим вже суттєво змінювати питому енергію руйнування.



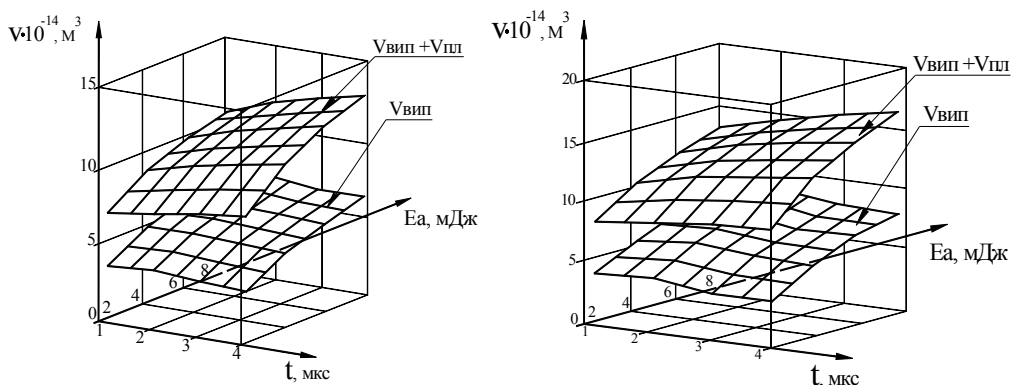


Рис. 2. Розрахункові залежності об'ємів матеріалу електрода, що зазнав фазових перетворень від тривалості розряду (t) та енергії, що виділилася на аноді (E_a) для різних діаметрів плоского поверхневого висококонцентрованого джерела тепла (матеріал анода – сталь 45): $V_{пл}$ – об'єм розплавленої фази; $V_{вип}$ – об'єм випарованої фази

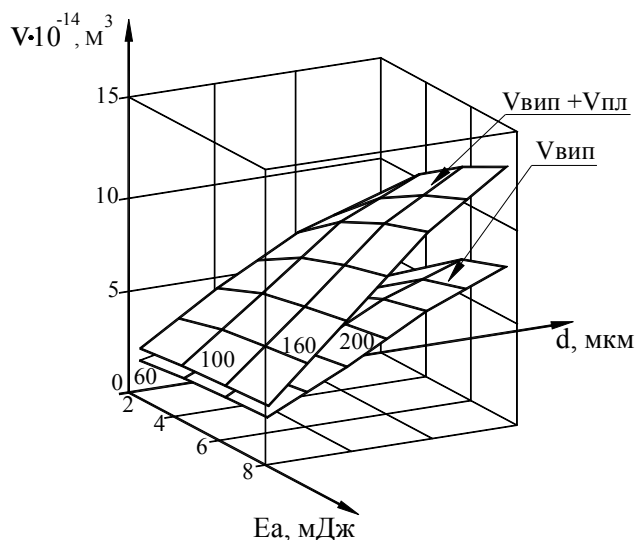


Рис. 3. Розрахункові залежності об'ємів матеріалу електрода, що зазнав фазових перетворень від діаметра плоского поверхневого висококонцентрованого джерела тепла (d) та енергії, що виділилася на аноді (E_a) (матеріал анода – Сталь 45,): $V_{пл}$ – об'єм розплавленої фази; $V_{вип}$ – об'єм випарованої фази

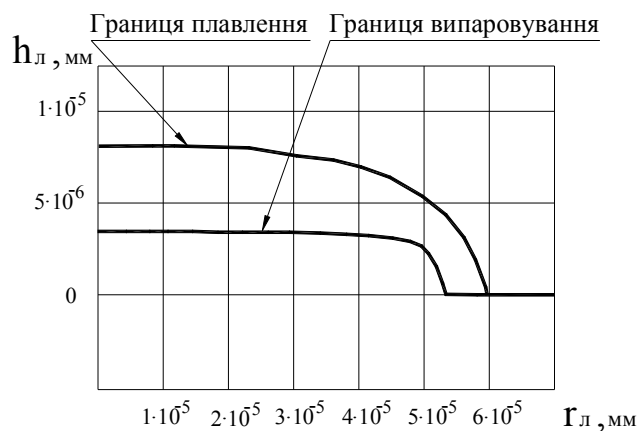


Рис. 4. Результати чисельного моделювання руху границь фазових перетворень за дії на анод плоского висококонцентрованого нестационарного джерела тепла ($t = 1$ мкс, $E_a = 2$ мДж)

У зв'язку з цим у подальших оцінках необхідно користуватися поняттям коефіцієнта викиду ($K_{\text{вик}}$), визначивши його як відношення об'єму викинутої речовини до всього об'єму, що перетерпів агрегатні перетворення. При всій складності проблеми можна вважати доведеним те, що в діапазоні енергій розряду $E_i \approx 3\text{--}10$ МДж, та тривалості імпульсу $t \approx 1\text{--}3$ мкс для мінімізації енергетичних затрат на руйнацію електрода необхідно (за виконання умов максимальної теплової асиметрії розряду в бік деталі) сформувати джерело тепла максимально можливої площі та створити умови, що забезпечать максимальний коефіцієнт викиду матеріалу з ерозійної лунки.

ЛІТЕРАТУРА:

1. *Золотых Б.Н.* Физические основы электрофизических и электрохимических методов обработки. – М.: МВИССО РСФСР, 1975. – 104 с.
2. *Золотых Б.Н., Мельдер Р.Р.* Физические основы электроэрозионной обработки. – М.: Машиностроение, 1977. – 41 с.
3. *Коренблюм М.В., Полуянов В.С.* Автоматизированные электроэрозионные станки // Итоги науки и техники. Резание металлов. Станки и инструменты. – 2000. – № 11. – 140 с.
4. *Experience of the best.* Technical magazine of the AGIE Company. – № 9, January 1996. – Pp. 12–14.
5. *Синкай М., Сидя С., Ятоми Т.* Тенденции развития электроэрозионных вырезных станков // Кикай гидзюцу. Mes. Eng. – 1995. – 33. – № 2. – Pp. 62–68.
6. *Хаякава Д.* Современные тенденции в проектировании прецизионной техники. Электроэрозионные станки для высокоточной обработки // Кикай сэккей. Mach. Des. – 1999. – 33. – № 6. – Pp. 81–85.
7. *Ставицкий Б.И., Ставицкая Н.Б.* Исследование форм и размеров эрозионных лунок, образованных на различных материалах искровыми разрядами // Электронная обработка материалов. – 1980. – № 1. – С. 9–13.
8. *Осипенко В.І.* Аналітична оцінка впливу просторово-енергетичних характеристик іскрового розряду на об'єм ерозійної лунки на сталевому аноді // Вісник Черкаського державного-технологічного університету. – 2003. – № 4. – С. 28–31.
9. *Лифшиц Б.Г., Крапошин В.С., Линецкий Я.Л.* Физические свойства металлов и сплавов. – М.: Металлургия, 1980. – 320 с.
10. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1966. – 724 с.
11. *Будак Б.М., Соловьева Е.Н., Успенский А.Б.* Разностный метод со сглаживанием коэффициентов для решения задач Стефана // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 1965. – № 5. – С. 828–840.
12. *Шишкин А.И., Черных В.Б., Антипов С.Т., Шахов С.В.* Математическое моделирование процесса вакуум – сублимационной сушки гранулированного продукта во вращающемся барабане // Вестник ВГУ / Физика, математика. – 2001. – № 2. – С. 123–131.
13. *Плошкин В.В.* Моделирование тепловых процессов при электроэрозионной обработке стали // СТИН. – 2003. – № 2. – С. 27–32.

ОСИПЕНКО Василь Іванович – доктор технічних наук, професор кафедри комп'ютеризованих технологій високоефективної обробки матеріалів Черкаського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

– фізико-хімічні основи технології та обладнання для електроерозійної вирізної обробки.

ПЛАХОТНИЙ Олександр Петрович – кандидат технічних наук, доцент кафедри комп'ютеризованих технологій високоефективної обробки матеріалів Черкаського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

– математичне моделювання фізичних процесів технології електроерозійної обробки матеріалів.

ПОЛОНСЬКИЙ Леонід Григорович – доктор технічних наук, доцент кафедри технології машинобудування та конструювання технічних систем Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

– обробка металів різанням.

СТЕПЧИН Ярослав Анатолійович – кандидат технічних наук, доцент кафедри технології машинобудування та конструювання технічних систем Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

- динаміка механічних систем;
- математичне моделювання.

Подано 21.09.2006