

Д. т. н. Л. Д. ПИСАРЕНКО, І. Л. ЦИБУЛЬСЬКИЙ

Україна, м. Київ, КПІ ім. Ігоря Сікорського

E-mail: i.l.tsybulskyi@gmail.com

ТЕПЛОФІЗИЧНА МОДЕЛЬ ТЕРМОКАТОДА З ІНДУКЦІЙНИМ НАГРІВАННЯМ

Побудовано теплофізичну модель та розраховано температурне поле циліндричного термокатода з індукційним нагріванням з урахуванням початкових і граничних умов на основі прийняття припущень для спрощення математичної моделі. При індукційному нагріванні катода встановлюється нестационарний процес теплопровідності, який описується диференціальним рівнянням теплопровідності. Просторова симетрія циліндричної конструкції індуктивного термокатода дозволяє скоротити кількість просторових змінних, значно спростити функціональні залежності, обмежити алгоритм розв'язання задачі. Проведена оцінка отриманих наближених рішень на коректність прийнятих спрощень. Відображено перепад між температурами зовнішньої та внутрішньої поверхонь катода, який визначає вибір його геометричних розмірів.

Ключові слова: термокатод, індукційне нагрівання, теплофізична модель, математична модель, наближене рішення.

Попит на прилади потужної вакуумної електроніки, функціонування яких засноване на генерації потужних енергетичних потоків вільних електронів та управлінні ними, залишається стабільно високим [1, 2]. Електронні лампи стали основою енергосистем, передавачів та інших систем генерації радіочастот. Потреба в нових високочастотних та мікрохвильових енергетичних вакуумних лампах задовольняється за допомогою нових технологій та матеріалів [3]. Електронні лампи продовжують виконувати цінні функції на високому рівні потужності й, особливо, на високих частотах. Велика потужність вакуумної лампи зумовлена здатністю електродних систем у вакуумі підтримувати високу густину потужності, яка зазвичай становить декілька кіловатів на квадратний сантиметр і може досягати 10 МВт/см^2 [1]. При такому значенні густини потужності жоден діелектричний матеріал не здатен забезпечити стабільність характеристик.

Основа конструкції електронних ламп та електровакуумних пристроїв різного призначення, таких як, наприклад, пристрої зв'язку, іонні двигуни, термоелектронні перетворювачі енергії, лазери на вільних електронах тощо [4–6], складають якісні термоемісійні катода — джерела електронів. Останні 50 років більшість комерційних термоемісійних катодів складають катода В-, S- та М-типу [7].

Судячи з нинішніх тенденцій, можна стверджувати, що в досяжному майбутньому електронно-вакуумні пристрої не матимуть конкурентів для енергетичних перетворень високої потужності. У зв'язку з необхідністю генерації струмів високої потужності у приладах енергетичного, комунікаційного та технологічного призначень виникла низка теоретичних та

практичних завдань [8], і серед першочергових доцільно визначити такі:

— термодинамічні та електродинамічні задачі формування, регулювання, управління та транспортування потужних електронних потоків та процесів [9–15];

— задачі моделювання, аналізу, синтезу, оптимізації та конструювання електронних пристроїв і систем, відповідних технічним завданням [16, 17].

Продуктивність будь-якого електронно-вакуумного приладу визначається точністю проектування та виготовлення внутрішніх елементів. Серед вимог до оптимальної конструкції лампи є необхідність працювати в умовах високої температури та витримувати механічні навантаження. Звісно, що кожен елемент вакуумного приладу відіграє в цьому свою роль, але базовим тут є термоелектронний катод, а його розроблення — ключовим завданням процесу конструювання вакуумних ламп.

Джерелом електронів термокатодів можуть бути різні матеріали, однак певні їх комбінації є переважними з міркувань продуктивності, надійності та економічності [3, 8]. Необхідну для емісії електронів енергію термокатод в електронній лампі отримує від перетворення електричної енергії на теплову. Катод може нагріватися безпосередньо електричним струмом (пряме розжарювання) [3] або теплообміном з додатковим елементом (непряме розжарювання), а також індукційним [18], лазерним [19] методом. Традиційно нагрівання катода здійснюється високотемпературним резистивним підігрівачем у вигляді спіралі, але в такому випадку конструкція катодно-підігрівального вузла є доволі складною, а надійність та термін служби термокатода напряму

залежать від настання моменту перегорання підігрівача. Усунути зазначені недоліки дозволяє застосування індукційного підігріву катода. Прикладом вакуумного приладу з катодом, що нагрівається методом індукції, є рентгенівська трубка [2].

Для проектування ефективних енергетичних вакуумних приладів потрібне розроблення фізико-топологічних моделей, що описують електродинамічні та теплофізичні процеси, пов'язані з властивостями матеріалів та геометрією приладів. Розглянуті у літературі процеси індукційного нагрівання переважно мають відношення до термообробки матеріалів та інших технологічних застосувань [20, 21]. Щодо вакуумних електронних приладів, індукційне нагрівання катода розглянуто для системи зі спіральним індуктором у [22] і катодом у вигляді суцільного циліндра на осі в статті [2].

Метою цієї роботи є побудова теплофізичної математичної моделі та аналіз теплофізичних процесів термोकатода з індукційним нагріванням у вигляді циліндричного кільця, коли електромагнітна енергія передається, як у трансформаторі, для якого катод є вторинною короткозамкненою обмоткою.

Математична модель температурного поля термोकатода з індукційним нагріванням

Індукційне нагрівання пов'язане з виникненням у провіднику розподілених потоків енергії внаслідок джоулевого тепла, генерованого індуктованим струмом. При цьому встановлюється нестационарний процес теплопровідності, який описується диференціальним рівнянням теплопровідності з параметрами, залежними від температури:

$$c\gamma \frac{dt}{d\tau} = \text{div}(\lambda \cdot \text{grad } t) + w, \quad (1)$$

де c — питома теплоємність;

γ — щільність;

t — температура, $t = t(x_1, x_2, x_3, \tau)$;

τ — час;

λ — коефіцієнт теплопровідності;

w — питома потужність, $w = w(x_1, x_2, x_3, \tau)$;

x_i — координати, $i = 1, 2, 3$.

Це рівняння має нескінченну кількість рішень, з яких за допомогою початкових (часових та просторових) умов з'ясовується відповідне до конструкції приладу рішення. Часові крайові умови зазвичай мають вигляд

$$t(x_1, x_2, x_3, 0) = t_0 = \text{const}, \quad (2)$$

що визначає поле значень температури у початковий момент розрахунку параметрів процесу теплопровідності.

Просторові початкові умови визначають розподіл значень температури на контурних поверхнях області, у якій протікає досліджуваний процес. Умови те-

плообміну між контурною поверхнею тіла й навколишнім середовищем визначаються завданням розподілу значень змінних на них. Початкова просторова умова описується загальним рівнянням

$$\left[\lambda \frac{\partial t}{\partial w} \right]_{\text{пов}} = f(T_{\text{пов}}, T_{\text{сер}}), \quad (3)$$

де $T_{\text{сер}}, T_{\text{пов}}$ — значення температури навколишнього середовища та поверхні тіла відповідно.

Аналітичне розв'язання задачі про теплообмін між тілами в середовищі, описаної виразами (1) — (3), полягає у пошуку інтеграла рівняння, що описує поширення тепла, тобто у знаходженні функції, яка задовольняє самому рівнянню і крайовим умовам. Ця функція відбиває поле температури системи тіл у визначеному середовищі. Знайти точне значення функції розподілу температури (температурного поля) неможливо через відсутність точних аналітичних методів рішення загальних диференціальних рівнянь теплопровідності [22]. Для розв'язання таких задач застосовують припущення, які спрощують математичну модель, і в результаті отримують наближене рішення, достовірність якого визначається коректністю прийнятих припущень.

Просторова симетрія циліндричної конструкції індуктивного термोकатода дозволяє скоротити кількість просторових змінних, значно спростити функціональні залежності, обмежити розв'язання задачі знаходженням розподілу температурного поля з забезпеченням достатнього ступеня точності. Розглянемо припущення, які приймаються в нашому випадку.

1. В циліндричній системі координат розподіл температури в термододі в момент часу τ є функцією полярних координат: $t = t(r, \varphi, z)$.

2. В конструкції приладу струм нагрівання катода генерується трансформатором. Цей струм створює потоки тепла в катоді, який відіграє роль вторинної обмотки трансформатора. Розподіл струму дозволяє знайти розподіл тепла в об'ємі катода. Якщо H — висота вікна трансформатора, h — висота кільця катода, то при $h \ll H$ можна прийняти, що е.р.с., яка наводиться в катоді, є постійною величиною для будь-якого його елементарного кільцевого сегмента. Відповідно до закону Джоуля — Ленца кількість тепла, що виділяється в такому сегменті катода на момент τ , дорівнює

$$Q_e = \frac{U_R^2}{R_e} \tau, \quad (4)$$

де U_R — е.р.с. у кільцевому сегменті катода (активна складова);

R_e — опір елементарного кільцевого сегмента катода.

Оскільки е.р.с. всіх кільцевих сегментів є сталою у часі ($U_R = \text{const}$), з цієї формули видно, що розподіл тепла всередині сегмента визначається зміною його

опору R_e . З фізичних уявлень, R_e залежить від матеріалу катода та є функцією радіуса r елементарного кільцевого сегмента і температури:

$$R_e = \rho_0(1 + \alpha t) \frac{l_e}{S_e}, \quad (5)$$

де ρ , α — питомий опір та температурний коефіцієнт опору матеріалу катода відповідно;

l_e , S_e — довжина середньої лінії елементарного кільцевого сегмента катода та площа його радіального перерізу відповідно.

Використовуючи рівняння (4) та (5), отримаємо

$$Q_e = \frac{U_R^2 S_e \tau}{\rho_0(1 + \alpha t) l_e}. \quad (6)$$

З урахуванням довжини лінії $l_e = 2\pi r$ та об'єму $V_e = 2\pi r S_e$ кільцевого сегмента катода кількість тепла, що виділяється в одиниці його об'єму, складе

$$Q_e' = \frac{Q_e}{V_e} = \frac{0,25 U_R^2 \tau}{\pi^2 \rho_0 (1 + \alpha t) r^2}. \quad (7)$$

3. Температура в точці кільцевого сегмента, що змінюється під впливом створюваного струмом потоку теплоти, визначається виразом

$$t_\tau = \frac{Q_e'}{c(t)\gamma(t)} = \frac{0,25 U_R^2 \tau}{\pi^2 \rho_0 (1 + \alpha t) c(t)\gamma(t) r^2}, \quad (8)$$

де $c(t)$, $\gamma(t)$ — теплоємність та щільність матеріалу катода як функції температури відповідно.

4. Умови теплообміну на поверхнях катода з навколишнім середовищем можна вважати незалежними від кута φ (рис. 1), що математично визначається як $\frac{\partial t}{\partial \varphi} = 0$. (9)

5. Нехтуючи тепловіддачею з торцевих поверхонь катода порівняно з бічними (торці теплоізолювані — $q_{\tau 1} \approx 0$, $q_{\tau 2} \approx 0$, див. рис. 1), у першому наближенні отримаємо граничну умову

$$\frac{\partial t}{\partial z} = 0. \quad (10)$$

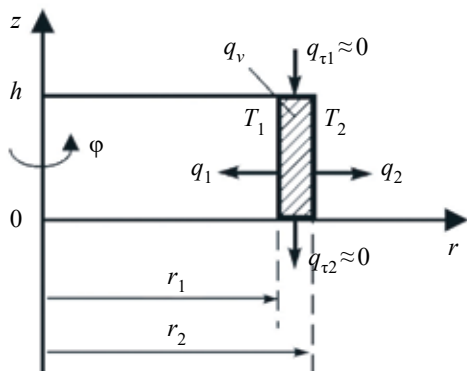


Рис. 1. Циліндричний індуктивний термокатод і його теплові потоки

6. Нагрівання термокатода призводить до динамічних змін його фізичних параметрів: збільшення температури спричиняє збільшення питомого електричного опору і теплоємності, змінюється коефіцієнт теплопровідності та щільність матеріалу. Все це викликає зміну величини електричної потужності, що поглинається катодом, та її розподілу по перерізу катода. При цьому, однак, можна прийняти, що протягом певних проміжків часу процесу нагрівання фізичні параметри зберігають деякі середні значення, які змінюються лише за певних значень температури.

В результаті застосування наведених спрощень рівняння (1) перетворюється у диференціальне рівняння з розподіленими змінними

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \alpha \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right) + w', \quad (11)$$

де $\alpha = \frac{\lambda_{cp}}{c_{cp} \gamma_{cp}} = \alpha_{cp} \neq f(t)$;

$$w' = \frac{Q_e'}{c\gamma} = f(t);$$

$f(t)$ — функція, що залежить від температури.

Для повноти визначення задачі необхідно рівняння (11) доповнити початковими умовами. Початкова умова для процесу індуктивного нагрівання катода має вигляд

$$t(r, 0) = T_0 = \text{const}, \quad (12)$$

де T_0 — температура середовища оточення та катода в початковий момент дії джоулевих джерел тепла (в момент часу $\tau_0 = 0$).

Застосування математичної моделі

Існує широкий клас джерел електронів вакуумних систем з різною температурою катодів, обмежимо розгляд значенням 850°C — середньою температурою оксидних катодів.

У задачі індуктивного нагрівання термокатода у вакуумі теплообмін його поверхні з навколишнім середовищем відбувається шляхом випромінювання за законом Стефана — Больцмана. Математичне вираження таких граничних умов (3-го роду) являє собою нелінійне співвідношення між похідною та функцією:

$$\lambda \frac{\partial t}{\partial r} \Big|_w = S \varepsilon \sigma (T_{\text{пов}}^4 - T_{\text{ср}}^4), \quad (13)$$

де S — площа граничної поверхні катода;

ε — ступінь чорноти поверхні катода;

σ — постійна Стефана — Больцмана.

Враховуючи малі розміри електричних ввідів і кріплення катода, їхньою теплопровідністю можна знехтувати.

Для катода, що знаходиться у вакуумі, коли $T_{\text{пов}} \gg T_{\text{ср}}$, граничні умови для внутрішньої (індекс

$i=1$) та зовнішньої (індекс $i=2$) поверхонь з урахуванням теплоізолюваних торців можна записати у вигляді

$$\begin{cases} \lambda \frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r_1} = S_1 \varepsilon_1 \sigma T_1^4; \\ -\lambda \frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r_2} = S_2 \varepsilon_2 \sigma T_2^4. \end{cases} \quad (14)$$

де r_i, S_i — радіус та площа поверхні відповідно;
 ε_i — ступінь чорноти поверхні;
 T_i — температура поверхні.

Рівняння (11), (12), (14) описують нестационарне поле температури термодатою з розподілом тепла за законом (7) з теплоізолюваними торцями і теплообміном випромінюванням на бічних поверхнях.

Аналітичне рішення рівняння (11) за граничними умовами (12), (14) пов'язане зі зміною розподілу тепла та нелінійністю граничних умов теплообміну з навколишнім середовищем. Аналітичних методів точного розв'язання такої задачі не існує. Для його знаходження введемо додаткове обмеження у задачі: будемо шукати температурне поле катода в радіальному перерізі у фіксований момент часу τ регулярного режиму, коли температура внутрішньої стінки дорівнює $t=T_1$.

В регулярному режимі при однакових видах теплообміну на поверхнях катода різниця температур ΔT на його зовнішній і внутрішній поверхнях при виконанні умов $\Delta T \ll T_1$ мало залежить від виду теплообміну й визначається розподілом тепла, теплофізичними властивостями матеріалу катода та його геометричними розмірами. Таке спрощення дозволяє перейти від граничних умов із нелінійною залежністю теплообміну до граничних умов другого роду. Похибка рішення при такій зміні граничних умов залежить від різниці температур ΔT , значення середньої температури та геометричних розмірів катода. На **рис. 2** представлено результати розрахунку похибки η при такій заміні, які показують, що в перед-

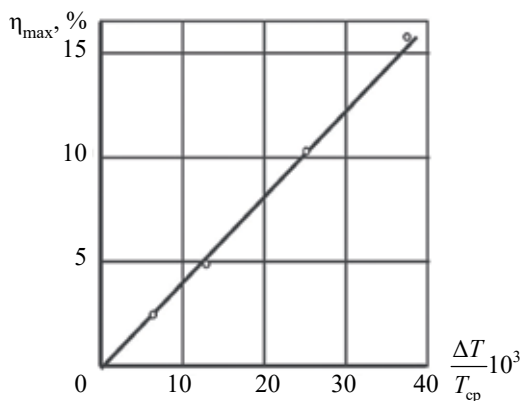


Рис. 2. Залежність максимальної похибки рішення від різниці температур на поверхнях катода

бачуваному інтервалі значень ΔT ($\Delta T \ll 20^\circ\text{C}$) максимальна похибка η_{max} не перевищує 10,2%, що відповідає 2 К. Вплив геометричних розмірів катода на відносну похибку розрахунків представлено на **рис. 3**.

З врахуванням зазначеного задача набуває такого вигляду:

$$\begin{cases} \alpha \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right) + w'(r) = 0; \\ t = T_1, \quad r = r_1; \\ \lambda \frac{\partial t}{\partial r} = 0, \quad r = r_2. \end{cases} \quad (15)$$

Далі наведемо послідовність рішення для стаціонарного процесу

$$w' = \frac{Q_e'}{c\gamma} = f(t).$$

Перепишемо вираз (15) у вигляді

$$\frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \left(r \frac{\partial t}{\partial r} \right) = -\frac{w'(r)}{\alpha}$$

й підставимо в нього значення $w'(r)$ з використанням рівняння (7) та урахуванням $\tau=1$ (стаціонарний процес):

$$\frac{\partial t}{\partial r} \left(r \frac{\partial t}{\partial r} \right) = -\frac{0,25U_R^2}{\lambda \pi^2 \rho_0 (1+at)r},$$

$$\text{або } \frac{\partial t}{\partial r} \left(r \frac{\partial t}{\partial r} \right) = -\frac{K}{r},$$

де $K = \frac{0,25U_R^2}{\pi^2 \rho_0 (1+at)\lambda}$ — коефіцієнт розподілу внутрішніх теплових потоків.

Після інтегрування отримаємо

$$r \frac{\partial t}{\partial r} = -K \ln r + C_1,$$

$$\text{або } \frac{\partial t}{\partial r} = -K \frac{\ln r}{r} + \frac{C_1}{r}.$$

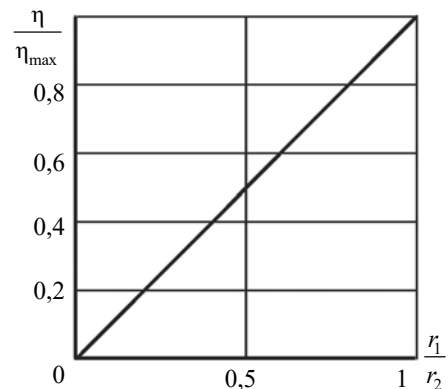


Рис. 3. Залежність повної похибки рішення від геометричних розмірів катода

Після другого інтегрування отримаємо

$$t = -K \frac{\ln^2 r}{2} + C_1 \ln r + C_2.$$

Підставимо граничні умови для знаходження постійних інтегрування:

$$\frac{\partial t}{\partial r} = 0 = -K \ln r + C_1, \rightarrow C_1 = K \ln r_2;$$

$$C_2 = T_1 + K \frac{\ln^2 r_1}{2} - K \ln r_1 \ln r_2.$$

Тоді вираз для розподілу температури по радіусу катода виглядатиме так:

$$t = T_1 + K \frac{\ln^2 r_1}{2} - K \ln r_1 \ln r_2 - K \frac{\ln^2 r}{2} + K \ln r_2 \ln r.$$

Тепер знайдемо різницю температур на бічних поверхнях:

$$T_2 = -K \frac{\ln^2 r_2}{2} + K \ln r_2 \ln r_2 + T_1 + K \frac{\ln^2 r_1}{2} - K \ln r_1 \ln r_2, \rightarrow$$

$$T_2 - T_1 = \frac{K}{2} (\ln^2 r_2 - 2 \ln r_1 \ln r_2 + \ln^2 r_1) = \frac{K}{2} (\ln r_2 - \ln r_1)^2.$$

Остаточно отримуємо:

$$\Delta T = \frac{K}{2} \ln^2 N, \quad (16)$$

де $N = r_2/r_1$ — відношення зовнішнього та внутрішнього радіусів катода.

На рис. 4 відображено залежність перепада між температурами поверхонь катода від е.р.с. у його кільцевому сегменті U_R для різних співвідношень розмірів катода. Тут видно, що при однаковому поперечному перерізі перевагу мають катода з меншим відношенням радіусів зовнішньої та внутрішньої поверхні. Перепад температур в циліндричному індукційному термокатоді найбільше позначається на торцевих (кільцевих) поверхнях, тому емітуючі покриття краще наносити на бічні поверхні.

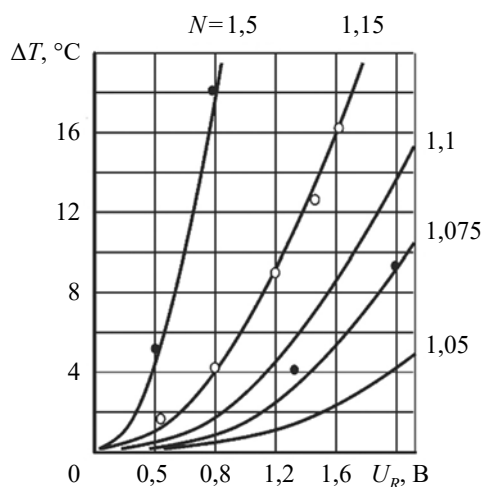


Рис. 4. Залежність різниці температур зовнішньої та внутрішньої поверхонь катода різних геометричних розмірів від е.р.с., що індукується в кільцевому сегменті катода

Висновки

Таким чином, результати розрахунку показали, що при індуктивному нагріванні попри високу теплопровідність матеріалу катода різниця між температурами його зовнішньої та внутрішньої поверхонь може бути суттєвою. Вирівняти температуру емітуючої поверхні термокатада з індукційним нагріванням можна за допомогою теплових екранів.

Аналитичне рішення диференціальних рівнянь для температурного поля, визначення температурних характеристик катода можливе лише в окремих випадках спрощеної задачі, що характеризуються стаціонарністю чи регулярністю режиму нагрівання. Для детального та повного аналізу температурного поля катода з індукційним нагріванням у разі його складної форми та застосування екранів доцільно використовувати чисельний розрахунок комп'ютерних моделей приладів та їхніх вузлів, що планується зробити в наступних дослідженнях.

Отримані результати можуть бути використані в подальшому як тестові дані для аналізу вирішення більш складних задач розрахунку теплових режимів катодного вузла з тепловим екраном і елементами фокусування термоелектронних потоків.

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

- Whitaker J. C. *Power Vacuum Tubes Handbook*. USA, New York, Springer New York, 2013, 609 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4684-9987-2>
- Maikut S., Kuzmichev A., Tsybulskiy L., Shynkarenko N. The physico-topological simulation of a transmission X-ray tube with induction heating of the cathode. *Problems of Atomic Science and Technology*, 2023, no. 4, pp. 190–195. <https://doi.org/10.46813/2023-146-190>
- Лушкін О. Є. Про ефективні термоелектронні катода. *Український фізичний журнал*, 2015, т. 60, № 1, с. 76–92. <https://doi.org/10.15407/ujpe60.01>
- Barcellan L., Berto E., Carugno G. et al. A battery-operated, stabilized, high-energy pulsed electron gun for the production of rare gas excimers. *Review of Scientific Instruments*, 2011, vol. 82, iss. 8, 095103. <http://doi.org/10.1063/1.3636078>
- Lin X. W., Hu J. G., Seidman D. N., Morikawa H. A miniature electron-beam evaporator for an ultrahigh-vacuum atom-probe field-ion microscope. *Review of Scientific Instruments*, 1990, vol. 61, iss. 12, pp. 3745–3749. <http://doi.org/10.1063/1.1141547>
- Sikora J., Kania B., Mroczka J. Thermionic electron beam current and accelerating voltage controller for gas ion sources. *Sensors*, 2021, vol. 21, iss. 8, 2878. <http://doi.org/10.3390/s21082878>
- Chen D., Jacobs R., Petillo J. et al. Physics-based model for nonuniform thermionic electron emission from polycrystalline cathodes. *Phys. Rev. Applied*, 2022, vol. 18, 054010. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.18.054010>
- Gao J.-Y., Yang Y.-F., Zhang X.-K. et al. A review on recent progress of thermionic cathode. *Tungsten*, 2020, vol. 2, pp.289–300. <https://doi.org/10.1007/s42864-020-00059-1>
- Sitek A., Torfason K., Manolescu A., Valfells A. Space-charge effects in the field-assisted thermionic emission from nonuniform cathodes. *Physical Review Applied*, 2021, vol. 15, iss. 1, 014040. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.15.014040>
- Liu X., Zhou Q., Maxwell T. L. et al. Scandate cathode surface characterization: Emission testing, elemental analysis and morphological evaluation. *Materials Characterization*, 2019, vol. 148, pp. 188–200. <https://doi.org/10.1016/j.matchar.2018.12.013>

11. Wang J., Yang Y., Wang Y. et al. A review on scandia doped tungsten matrix scandate cathode. *Tungsten*, 2019, vol. 1, pp. 91–100. <https://doi.org/10.1007/s42864-019-00007-8>
12. Sitek A., Torfason K., Manolescu A., Valfells Á. Edge effect on the current-temperature characteristic of finite-area thermionic cathodes. *Physical Review Applied*, 2021, vol. 16, iss. 3, 034043. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.16.034043>
13. Jassem A., Chernin D., Petillo J. J. et al. Analysis of anode current from a thermionic cathode with a 2-D work function distribution. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2021, vol. 49, no. 2, pp. 749–755. <https://doi.org/10.1109/TPS.2020.3048097>
14. Chernin D., Lau Y. Y., Petillo J. J. et al. Effect of nonuniform emission on miram curves. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020, vol. 48, no. 1, pp. 146–155. <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2959755>
15. Kania B. Digital approach to thermionic emission current to voltage conversion for high-voltage sources of electrons. *Informatyka, Automatyka, Pomiar W Gospodarce I Ochronie Środowiska*, 2022, vol. 12, no. 4, pp. 78–81. <https://doi.org/10.35784/iapgos.3255>
16. Chen D., Jacobs R., Vlahos V. et al. Statistical model of non-uniform emission from polycrystalline tungsten cathodes. *International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*. 2019, IEEE, 2019, pp. 1–2. <https://doi.org/10.1109/IVEC.2019.8745051>
17. Chen D., Jacobs R., Morgan D., Booske J. Impact of nonuniform thermionic emission on the transition behavior between temperature- and space-charge-limited Emission. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2021, vol. 68, no. 7, pp. 3576–3581. <https://doi.org/10.1109/TEDE.2021.3079876>
18. Zhenhua W., Min Hu, Zelong Li et al. *The method of heating the cathode using electromagnetic induction*. Pat. China, no. 111613495B, 2021. <https://patents.google.com/patent/CN111613495B/en>
19. Andrews H. L., Alexander A., Beckman D. T. et al. A laser heated thermionic cathode. *15th International Particle Accelerator Conference*, Nashville, TN, 2024. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2024-WEPC55>
20. Цыбульський Л.Ю. Пути улучшения характеристик индукционных испарителей. *Электроника и связь*, 2003, № 20, с. 157–160.
21. Kuzmichev A., Tsybulsky L. Evaporators with Induction Heating and Their Applications. Chapter 13. In book: *Advances in Induction and Microwave Heating of Mineral and Organic Materials*, Ed. by S. Grundas, InTech Open, Rijeka, 2011, pp. 269–302. <https://doi.org/10.5772/13934>
22. Bergman T. L., Lavine A. S., Incropera F. P., DeWitt D. P. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. USA, Wiley, 2020, 992 p.

Дата надходження рукопису
до редакції 20.05 2024 р.

Опис статті для цитування:

Писаренко Л. Д., Цыбульський І. Л. Теплофізична модель термокатада з індукційним нагріванням. Технологія та конструювання в електронній апаратурі, 2024, № 1–2, с. 49–55. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.1-2.49>

Cite the article as:

Pysarenko L. D., Tsybulskyi I. L. Thermophysical model of a thermionic cathode with induction heating. *Technology and design in electronic equipment*, 2024, no. 1–2, pp. 49–55. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2024.1-2.49>

DOI: 10.15222/TKEA2024.1-2.49
UDC 621.385:536.2

L. D. PYSARENKO, I. L. TSYBULSKYI

Ukraine, Kyiv, National Technical University
of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”
E-mail: i.l.tsybulskyi@gmail.com

THERMOPHYSICAL MODEL OF A THERMIONIC CATHODE WITH INDUCTION HEATING

A thermophysical model was built and the temperature field of a cylindrical thermionic cathode with induction heating was calculated, taking into account the initial and boundary conditions, based on the adoption of assumptions to simplify the mathematical model. During the induction heating of the cathode, a non-stationary heat conduction process is established, which is described by the differential equation of heat conduction with internal sources of Joule heat. The distribution of internal heat sources in the volume of the cathode is determined by the distribution of the ring induced current. The cylindrical design of the inductive thermionic cathode, due to spatial symmetry, allows to reduce the number of spatial variables, significantly simplify functional dependencies, and limit the algorithm for solving the problem. The problem was solved in the cylindrical coordinate system.

The obtained approximate solutions were assessed for the correctness of the accepted simplifications when finding the distribution of the temperature field with a sufficient degree of accuracy. Despite the high thermal conductivity of the cathode material, when the cathode is inductively heated, there can be a significant temperature difference between its outer and inner surfaces. The article shows the permissible temperature difference on the surface of the cathode, which limits the choice of geometric dimensions of the cathode. The temperature difference on the surfaces of the induction thermionic cathode is most affected on the end (annular) surfaces of the cathode, so it is better to apply emitting coatings to the side surfaces of the cylindrical cathode, thus complicating the design of the cathode.

The application of induction heating of the thermionic cathode allows to simplify the heating unit, increase the reliability and service life of powerful electronic devices. The obtained results are planned to be used in further research as test data for the analysis of more complex problems of numerical calculation of the thermal regimes of the cathode unit with heat shields and focusing elements of thermoelectron flows.

Keywords: thermionic cathode, induction heating, mathematical model, approximate solution, electronic devices.

REFERENCES

1. Whitaker J. C. *Power Vacuum Tubes Handbook*. USA, New York, Springer New York, 2013, 609 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4684-9987-2>
2. Maikut S., Kuzmichev A., Tsybul'skyi L., Shynkarenko N. The physico-topological simulation of a transmission X-ray tube with induction heating of the cathode. *Problems of Atomic Science and Technology*, 2023, no. 4, pp. 190–195. <https://doi.org/10.46813/2023-146-190>
3. Lushkin O.Ye. On efficient thermionic cathodes. *Ukrainian Journal of Physics*, 2015, vol. 60, no. 1, pp. 76–92. <https://doi.org/10.15407/ujpe60.01>
4. Barcellan L., Berto E., Carugno G. et al. A battery-operated, stabilized, high-energy pulsed electron gun for the production of rare gas excimers. *Review of Scientific Instruments*, 2011, vol. 82, iss. 8, 095103. <http://doi.org/10.1063/1.3636078>
5. Lin X. W., Hu J. G., Seidman D. N., Morikawa H. A miniature electron-beam evaporator for an ultrahigh- vacuum atom-probe field-ion microscope. *Review of Scientific Instruments*, 1990, vol. 61, iss. 12, pp. 3745–3749. <http://doi.org/10.1063/1.1141547>
6. Sikora J., Kania B., Mroczka J. thermionic electron beam current and accelerating voltage controller for gas ion sources. *Sensors*, 2021, vol. 21, iss. 8, 2878. <http://doi.org/10.3390/s21082878>
7. Chen D., Jacobs R., Petillo J. et al. Physics-based model for non-uniform thermionic electron emission from polycrystalline cathodes. *Phys. Rev. Applied*, 2022, vol. 18, 054010. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.18.054010>
8. Gao J.-Y., Yang Y.-F., Zhang X.-K. et al. A review on recent progress of thermionic cathode. *Tungsten*, 2020, vol. 2, pp.289–300. <https://doi.org/10.1007/s42864-020-00059-1>
9. Sitek A., Torfason K., Manolescu A., Valfells A. Space-charge effects in the field-assisted thermionic emission from nonuniform cathodes. *Physical Review Applied*, 2021, vol. 15, iss. 1, 014040. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.15.014040>
10. Liu X., Zhou Q., Maxwell T. L. et al. Scandate cathode surface characterization: Emission testing, elemental analysis and morphological evaluation. *Materials Characterization*, 2019, vol. 148, pp. 188–200. <https://doi.org/10.1016/j.matchar.2018.12.013>
11. Wang J., Yang Y., Wang Y. et al. A review on scandia doped tungsten matrix scandate cathode. *Tungsten*, 2019, vol. 1, pp. 91–100. <https://doi.org/10.1007/s42864-019-00007-8>
12. Sitek A., Torfason K., Manolescu A., Valfells Á. Edge effect on the current-temperature characteristic of finite-area thermionic cathodes. *Physical Review Applied*, 2021, vol. 16, iss. 3, 034043. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.16.034043>
13. Jassem A., Chernin D., Petillo J. J. et al. Analysis of anode current from a thermionic cathode with a 2-D work function distribution. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2021, vol. 49, no. 2, pp. 749–755. <https://doi.org/10.1109/TPS.2020.3048097>
14. Chernin D., Lau Y. Y., Petillo J. J. et al. Effect of nonuniform emission on miram curves. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020, vol. 48, no. 1, pp. 146–155. <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2959755>
15. Kania B. Digital approach to thermionic emission current to voltage conversion for high-voltage sources of electrons. *Informatyka, Automatyka, Pomiar W Gospodarce I Ochronie Środowiska*, 2022, vol. 12, no. 4, pp.78–81. <https://doi.org/10.35784/iapgos.3255>
16. Chen D., Jacobs R., Vlahos V. et al. Statistical model of non-uniform emission/rom polycrystalline tungsten cathodes. *International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 2019*, IEEE, 2019, pp. 1–2. <https://doi.org/10.1109/IVEC.2019.8745051>
17. Chen D., Jacobs R., Morgan D., Booske J. Impact of non-uniform thermionic emission on the transition behavior between temperature- and space-charge-limited Emission. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2021, vol. 68, no. 7, pp. 3576–3581. <https://doi.org/10.1109/TED.2021.3079876>
18. Zhenhua W., Min Hu, Zelong Li et al. *The method of heating the cathode using electromagnetic induction*. Pat. China, no. 111613495B, 2021. <https://patents.google.com/patent/CN111613495B/en>
19. Andrews H. L., Alexander A., Beckman D. T. et al. A laser heated thermionic cathode. *15th International Particle Accelerator Conference, Nashville, TN, 2024*. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2024-WEPC55>
20. Tsybul'sky L. Yu. [Ways to improve the characteristics of induction evaporators]. *Elektronika i svyaz*, 2003, no. 20, pp. 157–160 (Rus)
21. Kuzmichev A., Tsybul'sky L. Evaporators with Induction Heating and Their Applications. Chapter 13. In book: *Advances in Induction and Microwave Heating of Mineral and Organic Materials*, InTech Open, Rijeka, 2011, pp. 269–302. <https://doi.org/10.5772/13934>
22. Bergman T. L., Lavine A. S., Incropera F. P., DeWitt D. P. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. USA, Wiley, 2020, 992 p.

РЕЦЕНЗЕНТИ НОМЕРА

- Бєлоха Галина Сергіївна*, канд. техн. наук, доцент, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», м. Київ
- Должиков Володимир Васильович*, докт. фіз.-мат. наук, професор, Харківський національний університет радіоелектроніки, м. Харків
- Римар Сергій Володимирович*, докт. техн. наук, провідний науковий співробітник, Інститут електрозварювання ім. Є. О. Патона НАН України, м. Київ
- Тининика Олександр Миколайович*, канд. техн. наук, доцент, Національний університет «Одеська політехніка», м. Одеса
- Шабашкевич Борис Григорович*, директор, НВФ «ТЕНЗОР», м. Чернівці
- Ямненко Юлія Сергіївна*, докт. техн. наук, професор, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», м. Київ