МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
НАУКОВО-НАВЧАЛЬНИЙ ІНСТИТУТ
КОМП'ЮТЕРНОЇ ФІЗИКИ та ЕНЕРГЕТИКИ

Кафедра інформаційних технологій в фізико-енергетичних системах

ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА

до дипломної роботи
за освітньо-кваліфікаційним рівнем магістр

«Теплові процеси при нагріванні мішені оптичним випромінюванням»

Виконав: студент 2 курсу, групи НФ-63
Титаренко В.В.
спеціальність:
105 Прикладна фізика та наноматеріали
освітня програма:
Прикладна фізика енергетичних систем
Керівник: д.ф.-м.н., проф. Кокодій М.Г.
Рецензент:

Харків – 2022

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

Навчально-науковий інститут комп'ютерної фізики та енергетики
Кафедра інформаційних технологій у фізико-енергетичних системах
Рівень вищої освіти (освітньо-кваліфікаційний рівень) бакалавр
Спеціальність 105 Прикладна фізика та наноматеріали

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Руслан СУХОВ
підпис
"____"_____2022 року

ЗАВДАННЯ
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ

Титаренко Валерій Вячеславович

1.Тема роботи «» керівник роботи: Кокодій Микола Григорович, доктор фізико-математичних наук, професор.

Затверджено наказом по університету від "___"_____ 20 року № ____.

2. Строк подання студентом роботи 25.11.2022.

3. Перелік питань, які потрібно розробити:

1. Огляд літератури за темою «Теплові процеси в речовині»
2. Огляд літератури за темою «Методи розв'язань рівняння теплопровідності»
3. Огляд літератури за темою «Аналіз теплових процесів за допомогою тепловізора»
4. Побудова експериментальної установки і проведення експерименту
5. Обробка і аналіз результатів експерименту

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1	Вибір теми.
2	Затвердження теми на кафедрі
3	Робота над літературою та іншими джерелами
4	Написання вступу до роботи та першого розділу
5	Написання другого розділу
6	Написання третього розділу
7	Завершення написання дипломної роботи (висновки та література)
8	Подача науковому керівнику
9	Відгук, рецензія, підготовка до захисту
10	Попередній захист
11	Захист

5.Дата видачі завдання

Студент _____ Валерій ТИТАРЕНКО
підпис

Керівник роботи _____ Микола КОКОДІЙ
підпис

РЕФЕРАТ

Титаренко В.В.
«Теплові процеси при нагріванні мішені оптичним випромінюванням»
(31 стор., 9 ілюстрацій, 8 першоджерел)

Проведено дослідження методу аналіза теплових процесів при нагріванні та охолодженні тіла за допомогою тепловізора. Об'єкт досліджень - нагрівання пластини пучком оптичного випромінювання, який попадає в її центр. Розв’язане рівняння теплопровідності для задачі нагрівання пластини кінцевих розмірів внутрішніми джерелами тепла. Для цього було використано метод кінцевих інтегральних перетворень.

Проведено експеримент з вимірювання теплових процесів у пластині при її нагріванні оптичним пучком. Для цього було використано тепловізор. Зроблено оцифрування теплової картини на екрані тепловізора, та побудовано графіки розподілу температури на поверхні пластини.

Проведений аналіз показав, що швидкість теплових процесів у центрі теплової картини при нагріванні та охолодженні різна. Охолодження відбувається значно швидше, ніж нагрівання.

Метод, використаний у роботі, дозволяє отримати дані, які отримати іншими методами важко чи неможливо.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: Теплові процеси, рівняння теплопровідності, тепловізор, експеримент, аналіз результатів.

ABSTRACT

Titarenko V.V.

Thermal processes by target heating by optical radiation

(68 pages, 21 illustrations, 4 tables, 2 appendices, 36 references)

The method for analyzing thermal processes during heating and cooling of a body using a thermal imager has been studied. The object of research is the heating of the plate by a beam of optical radiation falling into its center. The heat conduction equation for heating a plate of finite dimensions by internal heat sources is solved. For this, the method of finite integral transformations was used.

An experiment was carried out to measure thermal processes in a plate when it is heated by an optical beam. For this, a thermal imager was used. The digitization of the thermal picture on the screen of the thermal imager was made, and graphs of the temperature distribution on the surface of the plate were plotted.

The analysis performed showed that the rate of thermal processes in the center of the thermal pattern during heating and cooling is different. Cooling occurs much faster than heating.

The method used in the work makes it possible to obtain data that is difficult or impossible to obtain by other methods.

KEYWORDS: Thermal processes, heat equation, thermal imager, experiment, analysis of results.

ЗМІСТ

ВСТУП……..8

РОЗДІЛ 1. Теплові процеси у речовині…….9

1.1. Рівняння теплопровідності……...9

1.2. Граничні умови……10

РОЗДІЛ 2. Основні методи рішення краєвих задач……..….12

РОЗДІЛ 3. Нагрів пластини потоком електромагнітного випромінювання….15

РОЗДІЛ 4. Експеримент…….……...22

4.1. Зміна температури в центрі мішені.…….25

4.2. Аналіз картини розподілу температури у мішені……...27

ВИСНОВКИ……..…….30

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ…….……31

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

Вт – ватт

м – метр

Дж – джоуль

с – секунда

мм – міліметр

кг – кілограм

хв - хвилина

ВСТУП

Вивчення процесів перенесення тепла є одним з основних розділів сучасної науки і має велике практичне значення для промислової енергетики, технологічних процесів хімічної, будівельної, легкої та інших галузей промисловості. Наприклад, розрахунок теплових апаратів, що працюють у нестаціонарному режимі, розрахунок огороджуючих конструкцій в умовах змінних теплових впливів (теплоізоляція будівель, печей, трубопроводів), нагрівання машин, температурні напруження в мостах і багато інших питань пов'язані з вирішенням завдань нестаціонарної теплопровідності. Дослідження кінетики процесів сорбції, сушіння, горіння та інших хіміко-технологічних процесів пов'язане з рішенням задач дифузії, які аналогічні завданням нестаціонарної теплопровідності.

Особливого значення набувають питання нестаціонарного теплообміну в реактивній та ракетній техніці, де теплова апаратура працює в умовах нестаціонарного режиму.

Таким чином, теорія теплопровідності знаходить найширше застосування у вирішенні різних технічних проблем.

1. ТЕПЛОВІ ПРОЦЕСИ У РЕЧОВИНІ

1.1. Рівняння теплопровідності

Передачу тепла від однієї частини тіла до іншої або від одного тіла до іншого, що знаходиться в дотику до першого, зазвичай називають теплопровідністю. Теорія теплопровідності ігнорує молекулярну будову речовини; вона розглядає речовину не як сукупність окремих дискретних частинок, бо як суцільне середовище. Таке уявлення речовини може бути прийнято при вирішенні задач поширення тепла, якщо розміри диференціальних обсягів досить великі в порівнянні з розмірами молекул і відстанями між ними. У всіх розрахунках і прикладах тіло передбачається однорідним.

Сукупність миттєвих значень температури у всіх точках досліджуваного простору називається температурним полем. Так як температура є величина скалярна, то температурне поле є скалярним полем.

Розрізняють стаціонарне та нестаціонарне температурні поля. Нестаціонарним температурним полем називається таке поле, температура якого змінюється у просторі, а й з часом чи, як образно кажуть, «температура є функція простору і часу». Стаціонарним температурним полем називається таке поле, температура якого в будь-якій його точці не змінюється в часі, тобто є функцією тільки координат:

$$T = \Phi(x,\ y,\ z), \qquad \frac{\partial T}{\partial \tau} = 0.$$

Теплопровідність у газах та парах значною мірою обумовлена молекулярним перенесенням кінетичної енергії руху молекул, тому цілком природно, що коефіцієнти перенесення для газів та парів малі. У рідинах перенесення тепла відбувається завдяки поширенню поздовжніх коливань аналогічно до поширення звуку. Тому коефіцієнти теплопровідності рідин більше коефіцієнтів теплопровідності газів.

Молекулярна структура кристалічних тіл сприяє перенесенню тепла. У металах перенесення тепла теплопровідністю значною мірою визначається перенесенням енергії вільними електронами.

Коефіцієнт теплопровідності залежить від температури; для багатьох металів він зменшується із підвищенням температури за лінійним законом.

Для вирішення завдань, пов'язаних із знаходженням температурного поля, необхідно мати диференціальне рівняння теплопровідності. Якщо коефіцієнт теплопровідності не залежить від температури, то диференційне рівняння теплопровідності виглядає так:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) = a\nabla^2 T\,.$$

1.2. Граничні умови

Граничні умови можуть бути задані у різний спосіб.

1. *Гранична умова першого роду* полягає у завданні розподілу температури на поверхні тіла у будь-який момент часу.

2. *Гранична умова другого роду* полягає у завданні щільності теплового потоку кожної точки поверхні тіла як функції часу.

3. *Гранична умова третього роду* характеризує закон конвективного теплообміну між поверхнею тіла та навколишнім середовищем при постійному потоці тепла. У цьому випадку кількість тепла, що передається в одиницю

часу з одиниці площі поверхні тіла з температурою Тс в навколишнє середовище з температурою Тс в процесі охолодження (Тп > Тс), прямо пропорційно різниці температур між поверхнею тіла і навколишнього середовища.

4. *Гранична умова четвертого роду* відповідає теплообміну поверхні тіла з навколишнім середовищем (конвективний теплообмін тіла з рідкістю) або

теплообміну твердих тіл, що дотикаються, коли температура дотичних поверхонь однакова.

2. ОСНОВНІ МЕТОДИ РІШЕННЯ КРАЄВИХ ЗАДАЧ

Метод поділу змінних. Класичний метод розв'язання диференційного рівняння теплопровідності полягає в тому, що знаходиться сукупність приватних рішень Т, що задовольняють рівнянню та граничній умові, а потім за принципом накладання складається низку цих рішень.

$$T = C_1 T_1 + C_2 T_2 + \ldots = \sum C_n T_n.$$

Метод джерел. Сутність методу джерел полягає в тому, що будь-який процес поширення тепла в тілі теплопровідністю можна представити як сукупність процесів вирівнювання температури від багатьох елементарних джерел тепла, розподілених як у просторі, так і в часі. Розв'язання задач теплопровідності цим методом в основному зводиться до правильного вибору джерел та їхнього розподілу.

Дія елементарного джерела в необмеженому тілі за рівномірного потоку тепла характеризується формулою

$$G(x, \xi, \tau) = \frac{b}{\sqrt{4\pi a\tau}} \exp\left[-\frac{(x-\xi)^2}{4a\tau}\right],$$

Операційні методи. Для багатьох завдань теплопровідності використання класичних методів виявляється неефективним. Наприклад, застосування методу поділу змінних для завдань із внутрішніми джерелами тепла неможливо. Рішення, які отримують класичні методи, не завжди зручні для практичного використання. Часто потрібно мати наближені рішення, які отримати з класичних рішень важко. У результаті запитів техніки інженерами і фізиками стали широко застосовуватися операційні методи рішення. Основні правила та теореми операційного обчислення були розроблені проф. М. Ващенка-Захарченка та незалежно від нього Олівером Хевісайдом. Найбільшого поширення вони знайшли в електротехніці завдяки роботам Хевісайду. Цей метод виявився настільки ефективним, що дозволив

вирішити багато завдань теплопровідності, які раніше вважалися майже нерозв'язними.

Метод перетворення Лапласа у тому, що вивчається сама функція (оригінал), та її видозміна (зображення). Це перетворення здійснюється за допомогою множення на експоненційну функцію та інтегрування її у певних межах:

$$f_L(s) = \int_0^{\infty} f(\tau)e^{-s\tau}d\tau = L[f(\tau)],$$

Коли завдання вирішено у зображеннях, то знаходження оригіналу (зворотне перетворення) у загальному випадку виконується за формулою звернення:

$$f(\tau) = L^{-1}[f_L(s)] = \frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} f_L(s)e^{s\tau}ds.$$

Інтегральне перетворення Лапласа має недоліки. Зокрема, відомі труднощі виникають при вирішенні завдань, коли початкові умови задані у вигляді функції просторових координат або при вирішенні деяких багатовимірних завдань. У зв'язку з цим було запропоновано ряд методів інтегральних перетворень за просторовими координатами відповідно до геометричної форми тіла.

Якщо перетворення береться за просторовою координатою x, то інтегральне перетворення функції f(x) може бути представлене так:

$$|f(p)]_{F,H} = \int_0^{\infty} K(p, x)f(x)dx.$$

Кінцеві інтегральні перетворення. Необхідність у вирішенні завдань із кінцевою областю зміни змінних призвели до створення методів кінцевих інтегральних перетворень. Навіть у тих випадках, коли ці методи дозволяють вирішувати коло завдань, яке вирішується класичними методами, їм слід віддати перевагу. Простота методики рішення — її «стандартність»— дає методу кінцевих інтегральних перетворень великі переваги перед класичними методами, хоча математично він еквівалентний методу власних функцій.

Вперше ідея методу кінцевих інтегральних перетворень типу:

$$[f(p)]_{F,H} = \int_a^b K(p, x) f(x) dx$$

була запропонована Н. С. Кошляковим. Найбільш повна теорія таких інтегральних перетворень була розроблена Г. А. Грінбергом, який дав узагальнення цих методів на випадок стрибкоподібної зміни властивостей середовища у напрямку тієї координати, за якою проводиться перетворення. Детальна розробка інтегральних перетворень із кінцевими межами була проведена Снеддоном, Трантером, Дейчем та ін.

Далі методом кінцевих інтегральних перетворень буде вирішено завдання від нагрівання потоком електромагнітного випромінювання пластини.

3. НАГРІВ ПЛАСТИНИ ПОТОКОМ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розглянемо таке завдання. Потік випромінювання, постійний у часі та із заданим розподілом інтенсивності I(x,y) падає на прямокутну пластину зі сторонами l і d і товщиною δ (δ<<l, d). Систему координат виберемо так, що її осі x і y розташовані вздовж сторін пластини. Так як товщина пластини набагато менше розмірів її сторін, теплообмін з торців можна знехтувати і вважати їх теплоізольованими. Тоді рівняння теплопровідності та граничні умови можна записати аналогічно запису для тонкого стрижня:

$$\frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial y^2}-\frac{1}{a}\frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t}-\gamma^2 T(x,y,t)=-\frac{I(x,y)}{k\delta}, \qquad (3.1)$$

$$T\big|_{t=0}=0, \qquad \left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{\substack{x=0\\x=l}}=0, \qquad \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{\substack{y=0\\y=d}}=0$$

Тут $a = k/(c\rho)$ – коефіцієнт температуропровідності, $\gamma^2 = 2\alpha / k\delta$, T – температура, k – коефіцієнт теплопровідності, c – питома теплоємність, ρ – щільність, α – коефіцієнт теплообміну.

Функцію $I(x,y)$ запишемо як $I_0\, f(x,y)$, де I_0 - інтенсивність у максимумі, $f(x,y)$ - нормована безрозмірна функція.

Застосуємо метод кінцевих інтегральних перетворень. Інтегральним перетворенням називається перетворення виду:

$$F^*(\lambda,\mu,\nu)=\iiint_S F(x,y,z)K(x,y,z;\lambda,\mu,\nu)\,dx\,dy\,dz \qquad (3.2)$$

яким функції $F(x,y\,z)$ змінних x, y, z зіставляється функція $F^*(\lambda,\mu,\nu)$ змінних λ, μ, ν. $K(x,y,z;\lambda,\mu,\nu)$ - ядро перетворення. Вид ядра підбирається таким, щоб застосування перетворення до похідної від функції, що входить в рівняння, давало саму функцію, помножену на деякий коефіцієнт. Тому застосування перетворення до диференційного рівняння знижує його порядок, що

полегшує рішення. До отриманого рішення застосовується зворотне перетворення.

Застосуємо інтегральне перетворення (3.2) до рівняння (3.1). Спочатку знайдемо ядро перетворення за змінною *x*. Це ядро повинно задовольняти наступного рівняння і граничним умовам:

$$\frac{d^2\bar{K}(x)}{dx^2} + \lambda^2\bar{K}(x) = 0, \qquad \frac{d\bar{K}(0)}{dx} = \frac{d\bar{K}(l)}{dx} = 0. \qquad (3.3)$$

Рішення рівняння (3.3) шукатимемо у вигляді

$$\bar{K}(x) = A\cos\lambda x + B\sin\lambda x$$

Використання граничних умов дає:

$$\bar{K}_p(x) = \cos\lambda_p x, \quad \lambda_p = \frac{p\pi}{l}, \quad p = 0, 1, 2, \ldots \qquad (3.4)$$

Вираз (3.4) є ядро перетворення з точністю до нормуючого множника. Останній перебуває з умови нормування:

$$C_n = \int_0^l \left[\bar{K}_n(x)\right]^2 dx = \frac{l}{2 - \delta_{n0}} \qquad (3.5)$$

де δ_{pq} – символ Кронекера:

$$\delta_{pq} = \begin{cases} 1 & при \quad p = q \\ 0 & при \quad p \neq q \end{cases}$$

Остаточно:

$$K(n, x) = \frac{\bar{K}_n(x)}{C_n} \qquad (3.6)$$

Таким чином, інтегральне перетворення на даному етапі виглядає так:

$$\tilde{T}(n, x, y) = \int_0^l T(x, y, t)K(n, x)dx.$$

Застосувавши його до лівої частини рівняння (3.1), отримаємо:

$$\int_0^l \frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial y^2} K(n,x)dx = \frac{\partial^2 \tilde{T}(n,y,t)}{\partial y^2},$$

$$\int_0^l \frac{1}{a}\frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t} K(n,x)dx = \frac{1}{a}\frac{\partial \tilde{T}(n,y,t)}{\partial t},$$

$$\int_0^l \frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial x^2} K(n,x)dx = -\lambda^2 \tilde{T}(n,y,t).$$

Останнє вираження вийшло в результаті інтегрування за частинами та використання граничних умов.

Застосувавши перетворення до правої частини рівняння (3.1), отримаємо інтеграл

$$\tilde{R}_n = \frac{1}{C_n}\int_0^l I(x,y)\bar{K}_n(x)dx \qquad (3.7)$$

Зображення рівняння (3.1) набуде наступного вигляду:

$$-\lambda_n^2 \tilde{T} + \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial y^2} - \frac{1}{a}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} - \gamma^2 \tilde{T} = -\frac{\tilde{R}_n}{k\delta} \qquad (3.8)$$

Граничні умови будуть такими:

$$\left.\frac{\partial \tilde{T}}{\partial y}\right|_{\substack{y=0 \\ y=d}} = 0, \quad \left.\tilde{T}\right|_{t=0} = 0$$

Для стислості запису аргументи у функції $\tilde{T}(n,y,t)$ ми не пишемо.

Ядро перетворення по у повинно задовольняти рівняння

$$\frac{d^2\bar{K}(y)}{dy^2} + \mu^2 \bar{K}(y) = 0, \qquad \frac{d\bar{K}(0)}{dy} = \frac{d\bar{K}(d)}{dy} = 0.$$

Аналогічно отриманому раніше маємо:

$$\bar{K}_m(y) = \cos\mu_m y, \quad \mu_m = \frac{m\pi}{d}, \quad m = 0,1,2...$$
$$K(m,y) = \frac{\bar{K}_m(y)}{D_m}, \quad D_m = \frac{d}{2-\delta_{m0}}. \tag{3.9}$$

Інтегральне перетворення тепер виглядає так:

$$T^*(n,m,t) = \int_0^d \tilde{T}(n,y,t)K(m,y)dy$$

Застосувавши його до рівняння (3.8), отримаємо:

$$\frac{dT^*}{dt} + \frac{T^*}{\tau_{nm}} = \frac{R^*_{nm}}{c\rho\delta},$$
$$T^*\Big|_{t=0} = 0, \tag{3.10}$$

де

$$\tau_{nm} = \frac{1}{a\left(\lambda_n^2 + \mu_m^2 + \gamma^2\right)}, \tag{3.11}$$

$$R^*_{nm} = \frac{1}{C_n D_m}\int_0^l\int_0^d I(x,y)\bar{K}_n(x)\bar{K}_m(y)dxdy\,. \tag{3.12}$$

Рішенням рівняння (3.10) є функція:

$$T^*(n,m,t) = \frac{R^*_{nm}\tau_{nm}}{c\rho\delta}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{nm}}}\right) \tag{3.13}$$

Шукане рішення знаходиться за допомогою зворотного перетворення:

$$T(x,y,t) = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty} T^*(n,m,t)\bar{K}_n(x)\bar{K}_m(y)\,. \tag{3.14}$$

Підставивши сюди зображення (3.13) та ядра (3.4) та (3.9), отримаємо:

$$T(x,y,t) = \frac{I_0}{c\rho\delta}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty} S_{nm}\tau_{nm}\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{m\pi y}{d}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{nm}}}\right),$$

де

$$S_{nm} = \frac{(2-\delta_{n0})(2-\delta_{m0})}{l\,d}\int_0^l\int_0^d f(x,y)\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{m\pi y}{d}\,dx\,dy,$$

$$\tau_{nm} = \frac{1}{\frac{n^2}{\tau_x}+\frac{m^2}{\tau_y}+\frac{1}{\tau_\alpha}}, \qquad (3.15)$$

$$\tau_x = \frac{l^2}{\pi^2 a}, \quad \tau_y = \frac{d^2}{\pi^2 a}, \quad \tau_\alpha = \frac{c\rho\delta}{2\alpha}.$$

Формули (3.15) підходять для будь-якої функції розподілу інтенсивності f(x, y). Чисельні розрахунки проведені для гаусового пучка, коли:

$$f(x,y) = exp\left[-\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{r_0^2}\right]$$

де x_0 , y_0 – координати центру пучка, r_0 – середньоквадратичний радіус пучка.

При такому вигляді функції *f(x,y)* інтеграл (15) у загальному випадку аналітично обчислити не можна. Однак це можна зробити, якщо радіус пучка такий, що практично вся потужність випромінювання потрапляє на пластину. Нехай, наприклад, $x_0 = l/2$, $y_0 = d/2$.Тоді при $r_0 < L/4$ (L - менший із розмірів *l* і *d*) на пластину потрапляє 99 % потужності пучка. Тому при обчисленні інтегралу межами інтегрування можна взяти - ∞ і ∞ і, оскільки поза межами пластини інтенсивність зневажливо мала, внесок цих областей в інтеграл несуттєвий. За цих припущень на пластину падає потужність:

$$P = I_0 \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(x,y)\,dx\,dy = I_0 \cdot \pi r_0^2$$

Обчислення інтегралу (3.15) дає:

$$S_{lm} = \frac{\pi r_0^2}{l\,d} q_{nm},$$

де

$$q_{nm} = (2-\delta_{n0})(2-\delta_{m0}) e^{-\left[\left(\frac{n\pi r_0}{2l}\right)^2+\left(\frac{m\pi r_0}{2d}\right)^2\right]} \cos\frac{n\pi x_0}{l}\cos\frac{m\pi y_0}{d}. \qquad (3.16)$$

При обчисленнях були використані формули:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2x^2}dx = \frac{\sqrt{\pi}}{a},$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2x^2}\cos\left[b(x+c)\right]dx = \frac{\sqrt{\pi}}{a} e^{-\frac{b^2}{4a^2}}\cos bc.$$

Остаточний результат виходить такий:

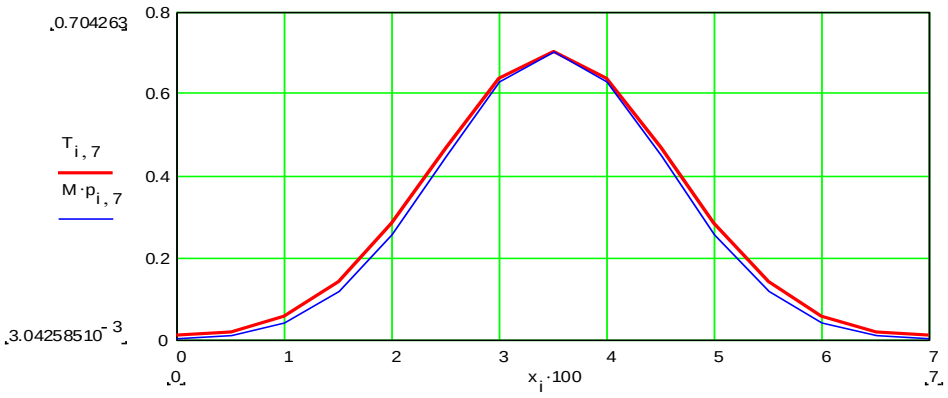
$$T(x,y,t) = \frac{P}{l\,d\,c\,\rho\,\delta}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty} q_{nm}\tau_{nm}\left(1-e^{-\frac{t}{\tau_{nm}}}\right)\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{m\pi y}{d}, \qquad (3.17)$$

де τ_{nm} та q_{nm} визначаються виразами (3.15) та (3.16).

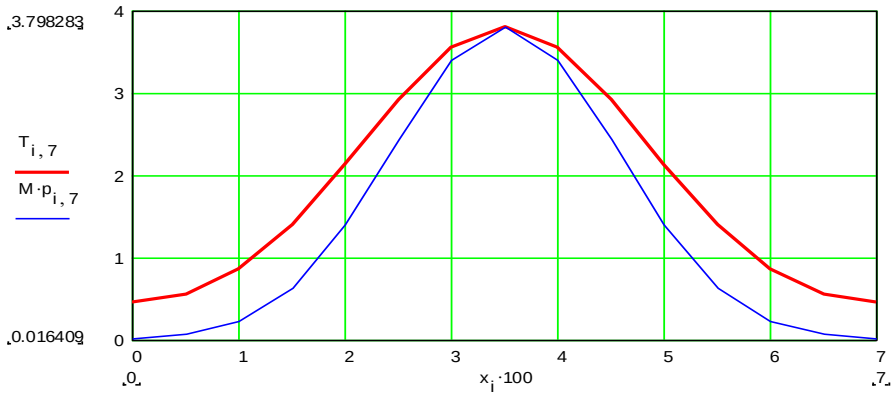
На рис. 3.1. показаний розрахований по формулі (3.17) розподіл температури по поверхні сталевої пластини, що знаходиться в повітрі (k = 45 Вт/ (м град), ρ = 7800 кг/м3, c = 460 Дж/ (кг град), α = 20 Вт/ (м^2 град)). Розмір пластини - l = 70 мм, d = 70 мм, δ = 0,5 мм. Пучок випромінювання, радіус що має r_0 = 15 мм падає на пластину так, що максимум інтенсивності знаходиться в центрі пластини (координати центру пучка x_0 = 35 мм, y_0 = 35 мм). Потужність випромінювання P = 1 Вт.

На графіках показана зміна температури уздовж осі x при y = y_0 в різні моменти часу. Відразу після початку опромінення пластини (рис. 3.1а для t = 1 c) температура невисока (близько 0,8 ^{0}C), а її розподіл (товста крива) близький до розподілу інтенсивності в пучку (тонка лінія). З часом (див. рис. 3.1б для t = 10 с і рис. 3.1в для t = 100 с) крива розподіли температури стає пологішою і все сильніше відрізняється від кривої розподілу інтенсивності.

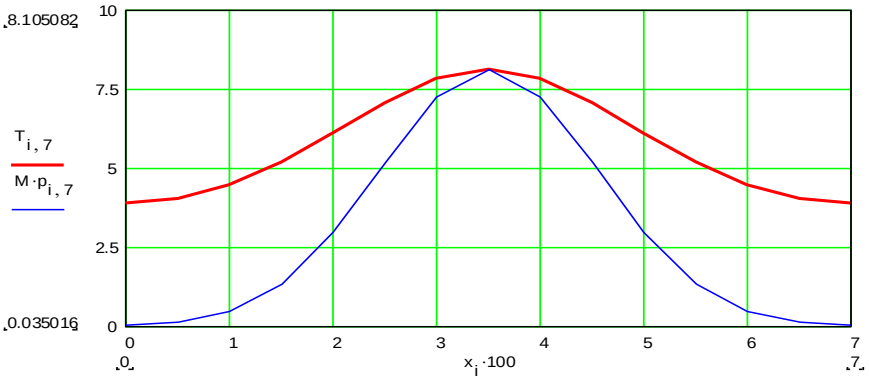
Час встановлення теплової рівноваги пластини з довкіллям складає близько 70 с.



а)



б)



в)

Рис. 3.1. Розподіл температури по поверхні пластини
(а - t = 1с, б - t = 10 с, в – t = 100 с)

4. ЕКСПЕРИМЕНТ

Блок-схема експерименту показано на рис. 4.1. Мішенню служила гетинаксова пластина розмірами 93 х 93 х 3 мм. Щільність гетинаксу 1250-1400 кг/м3. Джерелом випромінювання була проекційна лампа розжарювання з напругою живлення 21 В. Світло від лампи фокусувалося на ціль лінзою діаметром 50 мм з фокусною відстанню 150 мм у пляму діаметром близько 20 мм. Картина розподілу температури спостерігалася тепловізором WT3320. Потужність випромінювання, що потрапила на ціль, вимірювалася ватметром StarLab 240. Вона дорівнювала 500 мВт.

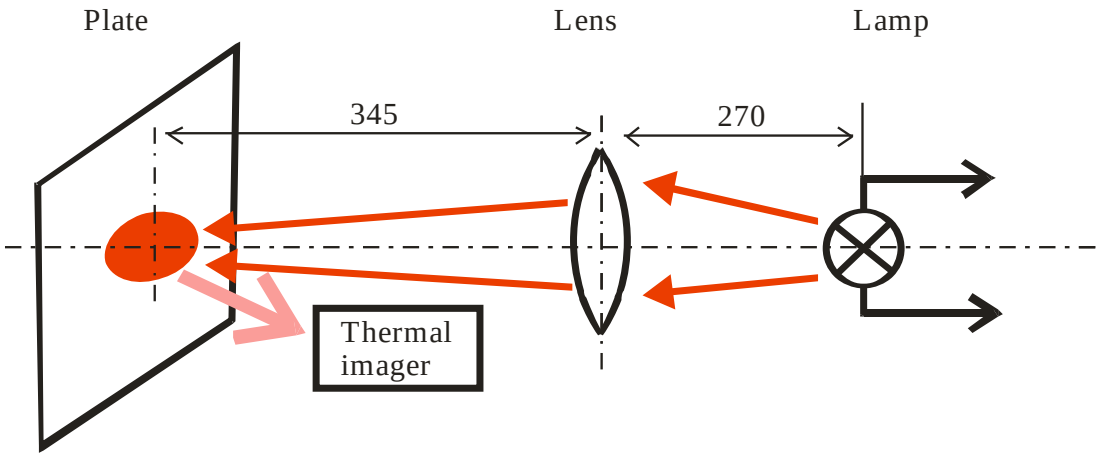


Рис. 4.1. Блок-схема експерименту

Фото експериментальної установки показано на рис. 4.2. Видна світлова пляма на мішені.

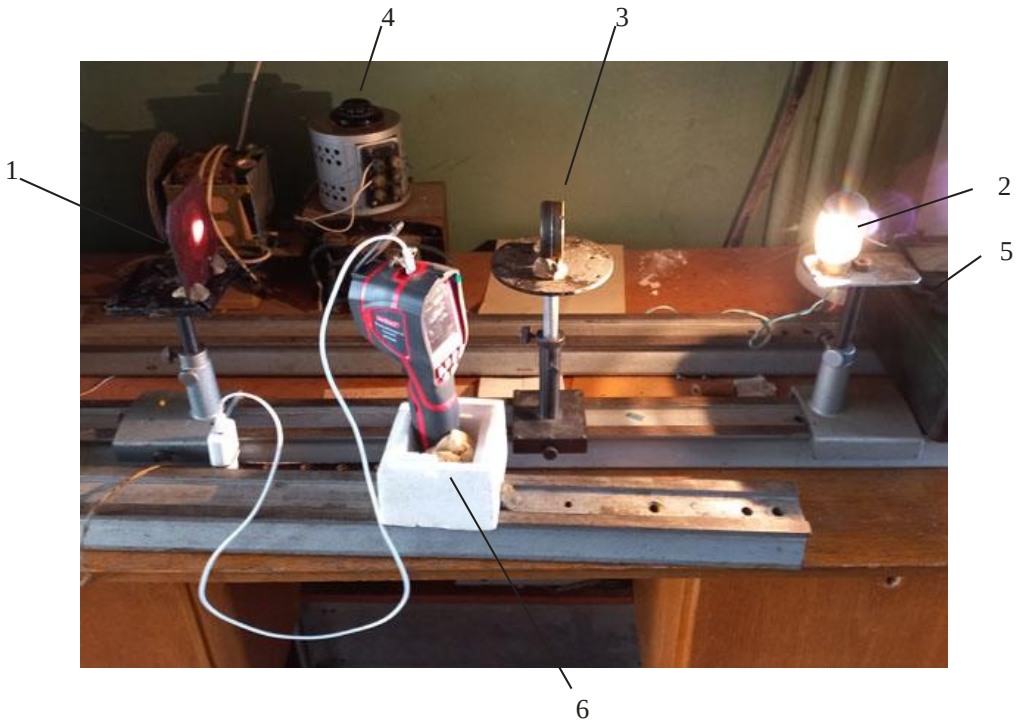


Рис. 4.2. Експериментальна установка

1 – мішень, 2 – лампа, 3 – лінза, 4 – регулятор напруги живлення лампи, 5 – контроль напруги живлення лампи, 6 – тепловізор.

На рис 3 показано фотографію світлової плями на екрані. Розміри екрана по горизонталі 165 мм, по вертикалі – 155 мм. Це дає можливість визначити розміри світлової плями.

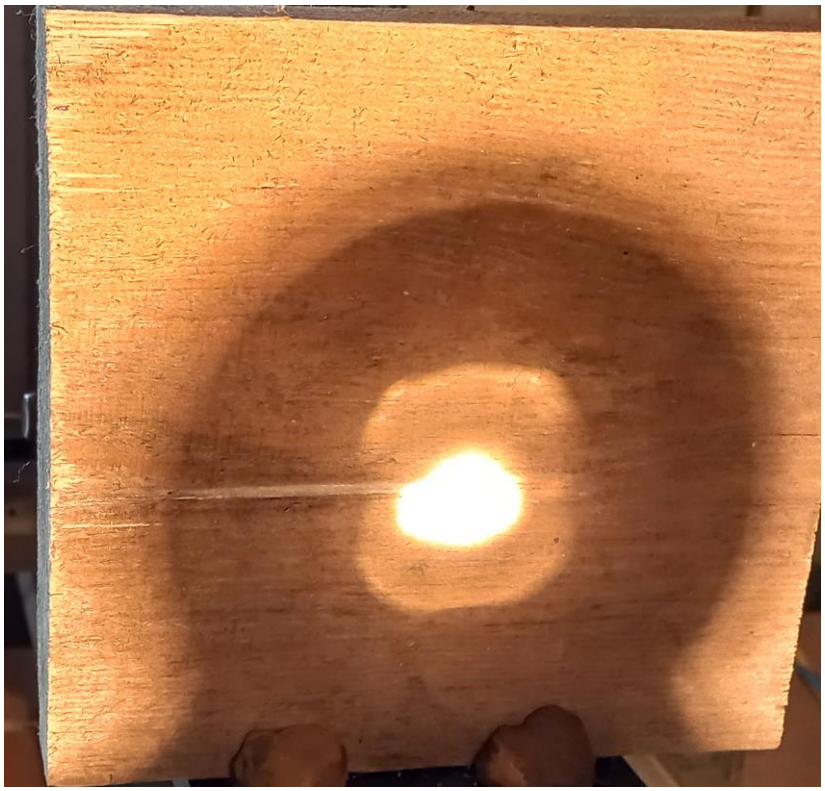


Рис. 4.3. Плями світла від лампи на екрані

На рис. 4.4 показаний один із кадрів, отриманих за допомогою тепловізора. Теплова пляма, що показує розподіл температури, показано в одному з кольорових забарвлень (Rainbow), що є в тепловізорі. На екран виведено таку інформацію:

- Прийнятий для цього випадку коефіцієнт поглинання мішені (e = 0.95);
- час, коли було зроблено знімок (13 год.42 хв.);
- у верхньому лівому кутку та біля візира з хрестиком – температура у точці візира (16.1 ^{o}C);
- у центрі теплової плями – максимальна температура T_{max} = 28.7^{o}C);
- Температура фону - мінімальна температура T_{min} = 14.8^{o}C).

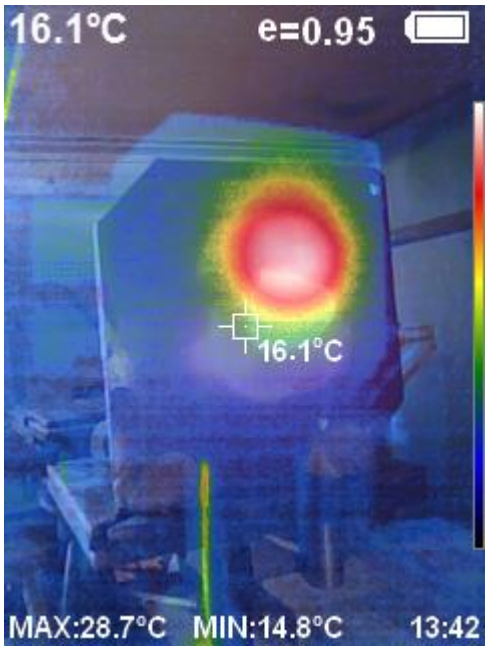


Рис. 4.4. Фото теплової картини на поверхні мішені

Процес вимірів був наступний.

У час t = 0 включалася лампа, і з періодом 1 хв. тепловізором робилися знімки мішені - вимірювався розподіл температури по її поверхні. Протягом 20 хв. йшов нагрів мішені. Потім лампа вимикалася і тепловізором протягом 20 хв. з періодом 1 хв. знову робилися знімки мішені.

4.1. Зміна температури в центрі мішені

За отриманими за допомогою тепловізора даними побудовано графік зміни температури пластини у часі (рис. 4.5). Температура в центрі пластини - лінія з кружками, температура навколишнього середовища - лінія з хрестиками.

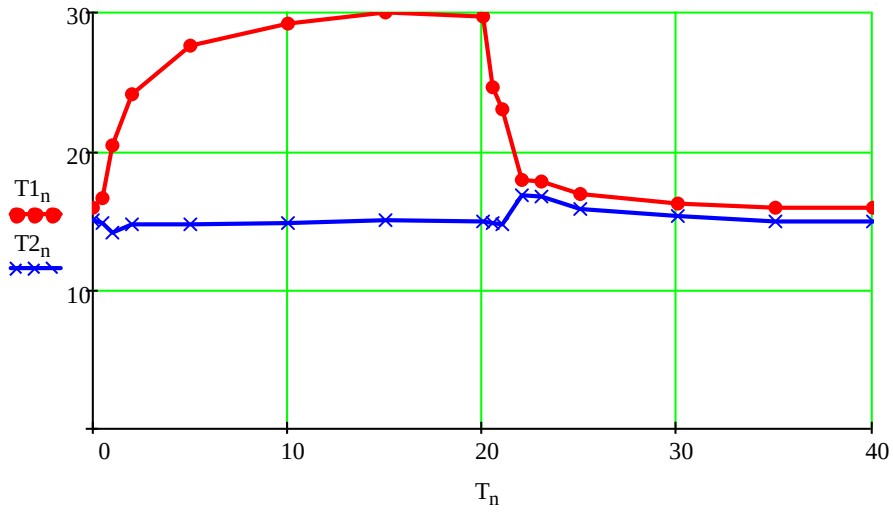


Рис. 4.5. Зміна у часі температури у центрі плями
та температури фону

Зміна температури в центрі пластини щодо температури навколишнього середовища показано на рис. 4.6. Суцільна лінія на цьому малюнку - апроксимація експериментальної залежності методом найменших квадратів. Ця залежність добре описується експонентою. Нагрів та охолодження характеризуються різними постійними часами: нагрівання - τ = 2.2 хв., охолодження – τ = 1.2 хв.

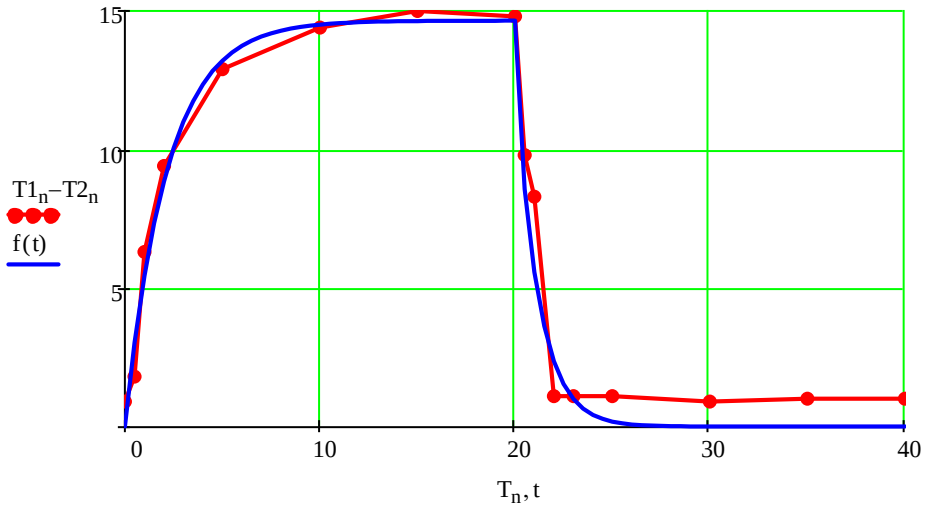
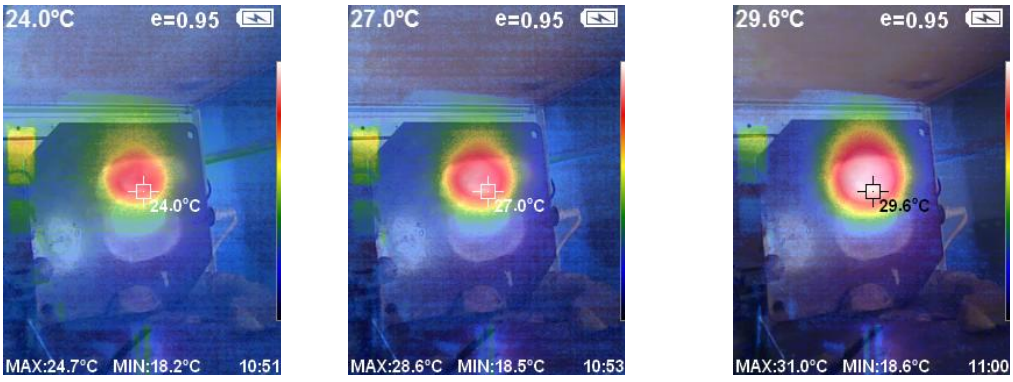


Рис. 4.6. Нагрівання та охолодження пластини

4.2. Аналіз картини розподілу температури у мішені

На рис. 4.7 показані картини розподілу температури поверхні пластини, отримані за допомогою тепловізора на початку нагрівання, через 2 хвилини. та через 9 хвилин, коли тепловий процес стабілізувався. У горизонтальному напрямку картина симетрична щодо центру. У вертикальному напрямку вона трохи витягнута нагору. Причина цього - конвективні потоки повітря, що виникають біля нагрітої поверхні і переносять тепло вгору.



1 2 3

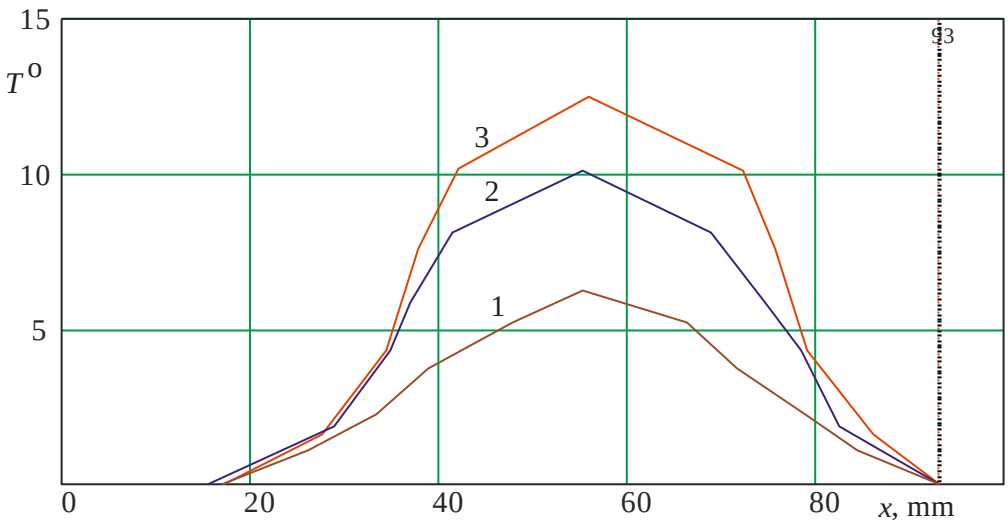
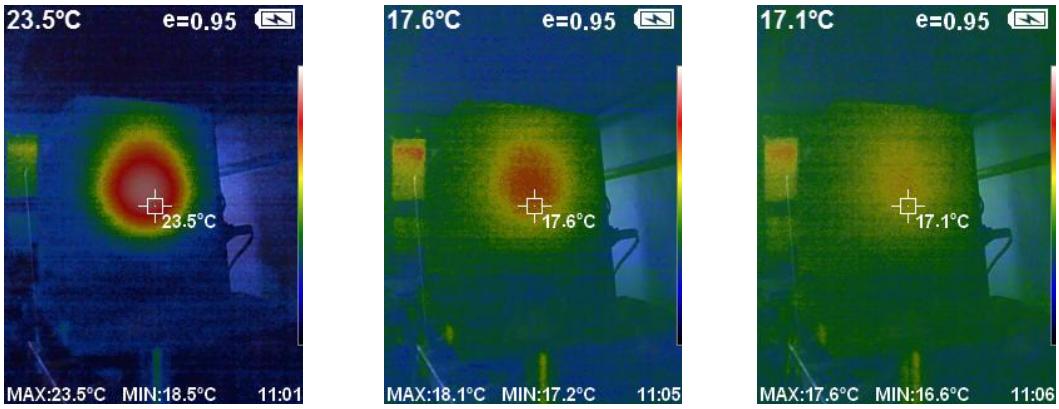


Рис. 4.7. Розподіл температури на поверхні пластини при нагріванні

1 – t = 0, t = 2 хв., t = 9 хв.

Нижче показано графіки розподілу температури по горизонтальному діаметру теплової плями. Значення температури нагрівання отримані за допомогою кольорової температурної шкали в правій частині екрана тепловізора. У ній кольори змінюються від білого, що відповідає максимальній температурі MAX до темно-синього, що відповідає мінімальній температурі MIN. На малюнку видно, що в міру нагріву температура в центрі нагрітої області зростає, а сама область розширюється - діаметр її половині рівню збільшується.

На рис. 4.8 показано, як змінюється вигляд теплової картини на екрані тепловізора при охолодженні пластини.



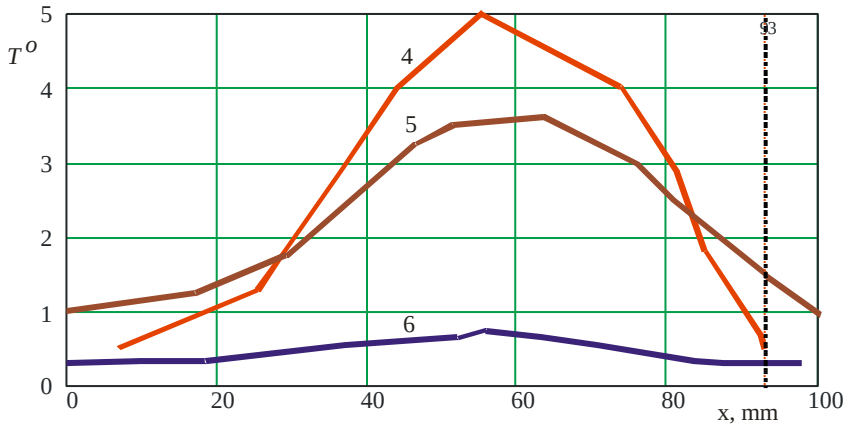


Рис. 4.8. Розподіл температури на поверхні пластини при охолодженні

1 – t = 1 хв., t = 5 хв., t = 10 хв.

Добре видно зменшення температури та розширення нагрітої області – розпливання температури. Це видно і на графіках розподілу температури в діаметральній площині нагрітої області. Максимальна температура зменшується, а діаметр за половинним рівнем збільшується.

ВИСНОВКИ

1. У роботі досліджено метод аналізу теплових процесів при нагріванні та охолодженні тіла за допомогою тепловізора. Як об'єкт досліджень було обрано нагрівання пластини пучком оптичного випромінювання, що потрапляє в її центр.
2. Вирішено рівняння теплопровідності нагрівання пластини кінцевих розмірів внутрішніми джерелами тепла.
3. Для вирішення було використано метод кінцевих інтегральних перетворень.
4. Проведено експеримент з вимірювання теплових процесів у пластині при її нагріванні оптичним пучком за допомогою тепловізора.
5. Зроблено оцифрування теплової картини на екрані тепловізора та побудовано графіки розподілу температури на поверхні пластини.
6. Проведений аналіз показав, що швидкість теплових процесів у центрі теплової картини при нагріванні та охолодженні різна. Охолодження відбувається значно швидше, ніж нагрівання.
7. Метод, використаний у роботі, дозволяє отримати дані, які отримати іншими методами важко чи неможливо.

ЛІТЕРАТУРА

1. Карслоу У., Егер Д. Теплопровідність твердих тіл / Пер. с англ. – М.: Наука, 1964. – 487 с.
2. Теорія теплопровідності: навчальний посібник [Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спец. 105 «Прикладна фізика та наноматеріали» / А.В.Гільчук, А.А.Халатов, Т.В. Доник; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл: 4.56 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. – 153 с.
3. Скрипаль А.В., Сагайдачний А.А., Усанов Д.А. Тепловізійна біомедична диагностіка. – Саратов: 2009. – 118 с.
4. Дегтярьов А.В., Кокодій М.Г., Маслов В.О., Свіч В.А. Математичне моделювання у фізиці. Х.: ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2011. – 388 с.
5. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Диференційні рівняння математичної фізики. – М.: Фізматгиз, 1962. – 768 с.
6. Преображенский, В. П. Теплотехнічні вимірювання і прилади. / В. П. Преображенський - М.: Енергія, 1978. – 704 с.
7. Чистяков, С. Ф., Радун Д. В. Теплотехнічні вимірювання і прилади. / С. Ф. Чистяков - М.: Вища школа, 1972. – 392 с.
8. Никоненко, В. А., Сильд Ю. А., Іванов І. А. Розробка системи метрологічного забезпечення вимірювальних тепловизорних приладів. - Вимірювальна техніка, № 4, 2004. - 48-51 с.