

Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу

Інститут інформаційних технологій
Кафедра інформаційно-вимірювальних технологій

Муравський Назар Володимирович

(прізвище, ім'я, по батькові)

УДК 536.532

(індекс)

МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА

Розробка засобу для вимірювання високих температур спектральним методом

(назва роботи)

Метрологія та вимірювальна техніка

(назва освітньої програми)

175 – «Інформаційно-вимірювальні технології»

(шифр і назва спеціальності)

Н.В.Муравський

(підпис, ініціали та прізвище здобувача освітнього ступеня)

Науковий керівник Криницький Олександр Степанович, к.т.н, доц.

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

Допущено до захисту

Завідувач кафедри

О. Є. Середюк

(посада) (підпис) (дата) (ініціали та прізвище)

Рецензент

(посада) (підпис) (дата) (ініціали та прізвище)

Робота містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

Івано-Франківськ, 2024 р.

Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу

(повне найменування закладу вищої освіти)

Інститут *інформаційних технологій*

Кафедра *інформаційно-вимірювальних технологій*

Освітній рівень *другий (магістерський)*

Спеціальність *175- Інформаційно-вимірювальні технології*

(шифр і назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри ІВТ

О.Є. Середюк

« » 2024 року

**З А В Д А Н Н Я
НА МАГІСТЕРСЬКУ РОБОТУ СТУДЕНТОВІ**

Муравський Назар Володимирович

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Розробка засобу для вимірювання високих температур спектральним методом

керівник роботи Кривицький Олександр Степанович, к.т.н, доц.

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом закладу вищої освіти від “03” грудня 2024 року №787/7

2. Строк подання студентом роботи 16.12.2024

3. Вихідні дані до роботи вимірювана температура 0-3500 °С, довжина хвилі 1-20мкм, інтенсивність випромінювання від 20 до 60 відн.од.

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити)

1. Огляд методів вимірювання високих температур

2. Метод визначення температур без наближення Віна

3. Метод аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів за допомогою даних про спектр власного теплового випромінювання

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень)

1. Функція Планка побудована у безрозмірних координатах

2. Похибки визначення температури без наближення Віна

3. Моделювання спектрального коефіцієнта випромінювання

4. Принципова схема реєстрації діапазону теплового випромінювання

5. Експериментальна установка для швидкої реєстрації спектру в інфрачервоному діапазоні

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
<i>нормоконтроль</i>	<i>проф. Лютак З.П.</i>		

7. Дата видачі завдання _____

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів магістерської роботи	Термін виконання етапів роботи	Примітка
1.	<i>Огляд методів вимірювання високих температур</i>	<i>18.11.24-24.11.24</i>	
2.	<i>Метод визначення температур без наближення Віна</i>	<i>25.11.24-02.12.24</i>	
3.	<i>Метод аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів за допомогою даних про спектр власного теплового випромінювання</i>	<i>03.12.24-09.12.24</i>	
4.	<i>Оформлення магістерської роботи</i>	<i>10.12.24-16.12.24</i>	

Студент _____
(підпис)

Муравський Н.В.
(прізвище та ініціали)

Керівник роботи _____
(підпис)

Кривицький О.С.
(прізвище та ініціали)

РЕФЕРАТ

Магістерська робота: 73с., 15 рис., 31 джерела, 5 аркушів креслень.

Об'єкт дослідження – безконтактне вимірювання високих значень температури.

Мета досліджень є розробка нового методу вимірювання високих значень термодинамічної температури при невідомій випромінювальній здатності поверхні пірометричними засобами вимірювання.

Методи дослідження. При проведенні теоретичних досліджень фізичних процесів, що відбуваються під час випромінювання та реєстрації теплового випромінювання, були використані фундаментальні співвідношення термодинаміки. При обробці масивів даних, що містять інформацію про температуру та випромінювальну здатність об'єктів дослідження, використовувалися методи математичної статистики та теорії ймовірностей.

У магістерській роботі методи вимірювання високих температур, зокрема, оптичні та сучасні температурні методи, які використовуються в наукових та технічних дослідженнях. У першому розділі аналізуються основні поняття температури та температурних шкал, зокрема термодинамічна та міжнародні температурні шкали, а також їх застосування при вимірюваннях температур. Окремо розглядаються оптичні методи, які дозволяють визначати високі температури. Другий розділ присвячений методу визначення температури без наближення Віна, зокрема поліхроматичному методу, який дає змогу знизити похибки при вимірюванні. Описано також методи мінімізації похибок та моделей спектрального розподілу коефіцієнтів випромінювання, а також вплив еквівалентної довжини хвилі на точність визначення температури. Третій розділ стосується методу аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів, який ґрунтується на використанні спектра власного теплового випромінювання об'єктів. Робота має на меті удосконалення методів вимірювання високих температур, зменшення похибок і підвищення точності вимірювань у різноманітних технологічних процесах.

ABSTRACT

Master's thesis: 73p., 15 fig., 31 sources, 5 sheets of drawings.

The object of the study is non-contact measurement of high temperature values.

The purpose of the research is to develop a new method for measuring high values of thermodynamic temperature with unknown surface emissivity by pyrometric measuring instruments.

Research methods. When conducting theoretical studies of physical processes occurring during radiation and registration of thermal radiation, fundamental thermodynamic relations were used. When processing data sets containing information about the temperature and emissivity of research objects, methods of mathematical statistics and probability theory were used.

The master's thesis discusses methods for measuring high temperatures, in particular, optical and modern temperature methods used in scientific and technical research. The first section analyzes the basic concepts of temperature and temperature scales, in particular the thermodynamic and international temperature scales, as well as their application in temperature measurements. Optical methods that allow determining high temperatures are considered separately. The second section is devoted to the method of determining temperature without the Wien approximation, in particular the polychromatic method, which allows to reduce errors in measurement. Methods for minimizing errors and models of the spectral distribution of emissivity coefficients are also described, as well as the influence of the equivalent wavelength on the accuracy of temperature determination. The third section concerns the method of analyzing the spectral emissivity of objects, which is based on the use of the spectrum of the objects' own thermal radiation. The work aims to improve methods for measuring high temperatures, reduce errors and increase the accuracy of measurements in various technological processes.

ЗМІСТ

Вступ.....	6
1 Огляд методів вимірювання високих температур.....	9
1.1 Поняття температури та її шкали.....	9
1.1.1 Термодинамічна температурна шкала.....	10
1.1.2 Міжнародні температурні шкали.....	14
1.1.3 Використання температурних шкал при вимірюваннях високої температури.....	21
1.2 Оптичні методи вимірювання високих температур.....	24
1.3 Сучасні методи температурного контролю.....	31
2. Метод визначення температур без наближення Віна.....	34
2.1 Поліхроматичний метод визначення температури без наближення Віна.....	34
2.2 Похибки визначення температури без наближення Віна.....	38
2.3 Метод мінімізації похибки визначення температури.....	41
2.3.1. Моделі спектрального розподілу коефіцієнтів випромінювання тіл.....	41
2.3.2 Еквівалентна довжина хвилі та її вплив на похибку.....	52
3. Метод аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів за допомогою даних про спектр власного теплового випромінювання.....	55
3.1 Метод аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів...	55
3.2 Експерименти дослідження спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів за спектром теплового випромінювання.....	57
Висновки.....	69
Список використаних джерел.....	70

ВСТУП

Магістерська робота присвячена питанням, пов'язаним із безконтактним вимірюванням та контролем високих значень термодинамічної температури при невідомій випромінювальній здатності поверхні об'єктів, а також питанням аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання поверхні об'єктів з використанням даних про теплове випромінювання від них.

Сучасні дослідження в галузі безконтактного вимірювання та контролю температури при високих температурах потребують використання нових підходів, що дозволяють вирішувати поставлені завдання в умовах за наявності агресивних середовищ та високої швидкості перебігу процесів, що вивчаються.

Зокрема, при дослідженнях властивостей матеріалів в ході впливу на них лазерного випромінювання, або нагріванні їх за допомогою струмового розряду, властивості речовин змінюються протягом декількох секунд, що ускладнює використання довідкових даних про матеріали, зазначені для них.

Так, традиційні методи пасивної безконтактної термометрії припускають наявність відомостей про спектральний коефіцієнт випромінювання від об'єкта на довжині хвилі, де відбувається реєстрація випромінювання від нього. Крім того, при нерівномірному ослабленні випромінювання при проходженні крізь агресивне середовище, необхідна інформація про ступінь ослаблення середовища, яке в реальності для кожного експерименту різне. Іншою проблемою під час реєстрації випромінювання окремих довжинах хвиль є необхідність аналізу природи цього випромінювання.

У зв'язку з цим дуже актуальним є створення нових методів та пристроїв на їх основі, що дозволяють вимірювати та контролювати високі значення термодинамічної температури при невідомій спектральній характеристиці випромінювальної здатності об'єктів у ході швидкоплинних процесів.

Метою магістерської роботи є розробка нового методу вимірювання високих значень термодинамічної температури при невідомій випромінювальній здатності поверхні пірометричними засобами вимірювання.

Для досягнення зазначеної мети магістерської роботи необхідно було вирішити такі завдання:

- провести аналіз існуючих методів визначення температури за відсутності інформації про об'єкт на предмет їх застосування для визначення високих температур об'єктів, розташованих в середовищах за відсутності інформації про їх випромінювальну здатність;

- розробити схему установки для реєстрації власного теплового випромінювання від поверхні об'єкта, що дозволяє отримувати миттєвий розподіл інтенсивності випромінювання із високою частотою реєстрації;

- розробити метод аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів із використанням даних про спектр власного теплового випромінювання;

- виробити рекомендації та пропозиції щодо застосування розробленого методу визначення високих значень термодинамічної температури.

Методи дослідження: при проведенні теоретичних досліджень фізичних процесів, що відбуваються під час випромінювання та реєстрації теплового випромінювання, були використані фундаментальні співвідношення термодинаміки. При обробці масивів даних, що містять інформацію про температуру та випромінювальну здатність об'єктів дослідження, використовувалися методи математичної статистики та теорії ймовірностей. Як програми для розрахунків використовувалися "Matlab" та Mathcad".

Достовірність отриманих результатів досягається: - використанням аналітичних виразів, що базуються на фундаментальних законах термодинаміки, застосуванням рівняння Планка;

- комп'ютерним моделюванням оптичних схем, макетів вимірювачів температури.

Наукова новизна полягає в тому, що:

- 1) Розроблено новий метод визначення високих значень термодинамічної температури при невідомому спектральному розподілі випромінювальної здатності поверхні, в ході якого використовується спектр власного теплового

випромінювання, поліхроматичний метод та подальша статистична обробка температурних даних;

2) Отримані математичні вирази для поліхроматичного методу, що базуються на рівнянні Планка, що дозволяють підвищити точність визначення температури при аналізі спектра теплового випромінювання, що виходить за межі застосування наближення Віна;

Практичне значення отриманих результатів:

- теоретично обґрунтована можливість побудови вимірювачів термодинамічної температури об'єктів з невідомою випромінювальною здатністю поверхні;

- діапазон значень термодинамічної температури, що вимірюється поліхроматичним методом, розширено за межі застосування наближення Віна;

- підтверджено можливість суттєвого зниження методичної похибки поліхроматичного методу, обумовленої невідомою випромінювальною здатністю поверхні, при моделюванні розподілу спектрального коефіцієнта випромінювання лінійною та експоненційною функціями.

1. ОГЛЯД МЕТОДІВ ВИМІРЮВАННЯ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

1.1 Поняття температури та її шкали

Температура – це фізична величина, яка показує ступінь нагрівання або холоду об'єкта, а з мікроскопічної точки зору - це інтенсивність теплового руху молекул об'єкта. Температуру можна виміряти тільки побічно, через певні характеристики об'єктів, які змінюються з температурою, а шкала, яка використовується для вимірювання температури об'єкта, називається температурною шкалою.

Вона визначає початкову точку (нульову точку) показань температури і базову одиницю виміру температури. Міжнародна одиниця виміру - термодинамічна шкала температур (К). Інші температурні шкали, які використовуються більш широко, - це шкали Фаренгейта ($^{\circ}\text{F}$), Цельсія ($^{\circ}\text{C}$) і міжнародні практичні температурні шкали [1].

З точки зору молекулярної кінетики, температура є ознакою середньої кінетичної енергії молекулярного руху об'єкта. Температура - це колективний прояв теплового руху великого числа молекул, і він має статистичне значення. Для окремих молекул температура не має значення. Відповідно до наглядного явища (наприклад, розширення ртуті), ступінь холоду і тепла вимірюється через одну з таких довільних шкал.

Температура – це прояв поступальної кінетичної енергії між молекулами об'єкта. Чим швидше молекулярний рух, тим вище температура, тим гарячіше об'єкт; чим повільніше молекулярний рух, тим нижче температура, тим холодніше об'єкт. З точки зору молекулярної кінетики, температура є ознакою середньої кінетичної енергії молекулярного руху об'єкта.

Для вакууму температура виражається як температура навколишнього середовища, яка є проявом середньої кінетичної енергії між молекулами об'єкта в вакуумному середовищі. Під впливом випромінювання різних джерел тепла в різних вакуумах температура об'єкта різна - це температура навколишнього

середовища в вакуумі. Наприклад, температура об'єкта в просторі ближче до сонця вище; температура об'єкта в просторі далі від сонця нижче [2].

1.1.1 Термодинамічна температурна шкала

Метою будь-якої температурної шкали, але особливо термодинамічної, є представлення тепла та співставлення між об'єктами та подіями в реальному фізичному світі реальними числами. Оскільки числові значення співвідносяться з деякими визначеними температурами, для характеристики певних значень температури потрібні фіксовані точки температури. Тоді інтерполяція дозволяє визначити температуру між цими фіксованими точками температури.

Щоб уможливити певну інтерполяцію між цими фіксованими точками температури, необхідно припустити термометричну робочу речовину, одну з її властивостей і кореляційне з'єднання. Вибрана функція забезпечує зв'язок певної властивості робочої речовини з певною температурою. Через різноманітність матеріалів і їх властивостей існує необмежена кількість цих температурних шкал. Властивості, які можуть мати значення, це, наприклад, довжина стрижня, тиск насиченої пари, опір дроту тощо. У заданому температурному діапазоні властивість має бути стабільно повторюваною та відтворюваною. За нормальних умов, що відповідають 101,325 кПа, нехай температура точки льоду дорівнює 0° , а температура кипіння води — 100° . Якщо припустити, що обрана властивість лінійно залежить від температури, стає очевидним, що будь-яка температурна шкала, яка ґрунтується на тепловому розширенні мідного стрижня, не збігатиметься зі шкалою, яка ґрунтується на тепловому розширенні іншого металу або будь-якій зміні його опору з температурою [2,3].

Матеріалом, який найбільше наближає цю ідеальну термометричну робочу речовину, є ідеальний газ. Дійсно, саме робота Роберта Бойля та його співробітників у середині 17 століття привела багатьох пізніших вчених до переконання, що існує таке поняття, як абсолютний нуль температури. Серед цих видатних осіб були Г. Амонтонс у Парижі в 1699 р., Дж. Х. Ламберт у

1770 р. та Гей-Люссак у 1790 р. Усі їхні зусилля привели до того, що зараз називається законом ідеального газу, який також називають законом Бойля-Маріотта, який записується у звичайній формі:

$$pV = nkT, \quad (1.1)$$

де p — тиск, V — об'єм, n — кількість молей газу, $k = 1,3807 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — стала Больцмана, а T — абсолютна температура. Коли температура підтримується сталою, рівняння (1.1) відповідає закону Бойля. Подібним чином закон Чарльза отримується з рівняння (1.1), коли тиск підтримується постійним.

Оскільки не існує прямих методів вимірювання температури, як, наприклад, вимірювання довжини, тому виникають труднощі пов'язані з вимірюванням температури. Оскільки можливі лише асоціативні вимірювання температури, будь-яка температурна шкала залежить від обраної термометричної робочої речовини та її обраної властивості. Хоча будь-яка робоча речовина може бути використана в принципі, вона буде обмежена деяким кінцевим діапазоном, що визначається його термічною поведінкою. Наприклад, застосування ртутно-скляних термометрів обмежене з низькотемпературної сторони твердінням ртуті, коли вона замерзає, а з високотемпературної сторони нездатністю скла розширюватися нескінченно, а також його плавленням. Температура розплавлення скла стало причиною розробки термометрів Прінсепа та Пуйє [2].

Ідеальним вирішенням проблеми пропозиції відповідної температурної шкали було б знайти шкалу, дійсну в будь-якому діапазоні температур і повністю незалежну від робочої речовини. Термодинамічна шкала Кельвіна, яка ґрунтується на ефективності ідеального оборотного циклу Карно, є такою шкалою. Оборотний цикл Карно, який неможливо реалізувати на практиці, складається з оборотної теплової машини, що працює між двома ізотермами при температурах T_2 і T_1 , при $T_2 > T_1$, і двох адіабатичних процесів. Реверсивний тепловий двигун поглинає тепло Q_2 від високотемпературного джерела при температурі T_2 і віддає тепло Q_1 низькотемпературному джерелу

при температурі T_1 . Різницю між поглиненим теплом Q_2 і виділеним теплом Q_1 , яке є зовнішньою роботою A , виконаної двигуном, можна записати як:

$$A = Q_1 - Q_2 . \quad (1.2)$$

Зміна дії двигуна вказує на те, що він може керуватися другим ідентичним двигуном, який працює між тими самими двома джерелами тепла. Результатом такої дії може бути перетікання тепла від джерела з нижчою температурою до джерела з вищою. Використовуючи властивості оборотних процесів, можна довести, що співвідношення Q_2/Q_1 є функцією лише двох температур джерела, так що [3]:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = f(T_2, T_1) . \quad (1.3)$$

Відповідно до пропозиції Кельвіна можна припустити, що функціональне співвідношення в рівнянні (1.3) таке:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} . \quad (1.4)$$

Рівняння (1.3) є основою термодинамічної температурної шкали, тому ефективність реверсивного теплового двигуна визначається як:

$$\eta = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} . \quad (1.5)$$

Даний коефіцієнт корисної дії і засноване на ньому визначення температури можуть бути показані незалежними від робочої речовини. У результаті його можна використовувати для визначення термодинамічної температурної шкали [2]:

$$T_1 = T_2(1 - \eta) . \quad (1.6)$$

За допомогою цієї шкали будь-якому обраному тепловому стану, такому як температура танення льоду, можна приписати певне значення термодинамічної температури. Термодинамічна температурна шкала може базуватися на визначеній різниці температур між двома фіксованими точками температури або на визначеному значенні однієї фіксованої точки температури.

У ході розвитку технології спосіб визначення термодинамічної температурної шкали змінився. До 1954 року вважалося, що 100° представляє різницю між температурою кипіння води та температурою танення льоду. З тих пір відбулося повернення до початкових і старіших пропозицій Кельвіна в 1848 році, Менделєєва в 1874 році і Джауке в 1939 році. Таким чином, з 1954 року термодинамічна температурна шкала базується на одній фіксованій температурі, яка є потрійною точкою. води. Потрійні точки фізичних матеріалів — це стабільні, повторювані температури, де тверда, рідка та газоподібна форми матеріалу існують у тепловій рівновазі. Потрійна точка води виникає при тій температурі, при якій лід, вода і водяна пара знаходяться в тепловій рівновазі. Цій фіксованій точці температури присвоєно температуру 273,16 К.

Незважаючи на те, що цикл Карно неможливо реалізувати на практиці, за допомогою рівняння (1.1) можна продемонструвати, що термодинамічний масштаб може бути відтворений газовим термометром з ідеальним газом як робочою речовиною. Знову ж таки, хоча ідеальний газ є досить фіктивним, його можна замінити інерним газом за дуже низького тиску. Як міру температури можна вибрати або різницю тиску при постійному об'ємі, або різницю об'єму при постійному тиску. Коли показання температури при постійному об'ємі, T_v , і аналогічні показання при постійному тиску, T_p , екстраполюються до нуля, вони прямують до того самого значення $T_v = T_p = T$, незалежно від властивостей газу. Таким чином, термодинамічну температурну шкалу можна відтворити за допомогою газових термометрів, які мають діапазон застосування приблизно до 1350 К [3].

Інший простий спосіб відтворення накипу при термодинамічних температурах вище 1337 К допускається за допомогою теплового випромінювання нагрітих тіл. Коли це випромінювання перебуває в термодинамічній рівновазі з випромінюючим тілом, деякі властивості цього випромінювання безпосередньо пов'язані з температурою тіла.

Поняття випромінювання чорного тіла є важливими для правильного використання методу. Щоб теплове випромінювання мало такі ж властивості,

як і випромінювачі чорного тіла, воно має випромінюватися з достатньо глибокого та вузького отвору з рівномірним розподілом температури. При дотриманні цих умов можна показати, що інтенсивність випромінювання та його спектральний розподіл залежать лише від температури тіла, а не від матеріалу, з якого він виготовлений. Візьмемо за систему відліку нагріте тіло, яке випромінює тепло з певною інтенсивністю випромінювання і температура якого T_1 знаходиться в межах діапазону вимірювань газового термометра. Інтенсивність випромінювання тіла забезпечує засіб розширення термодинамічної температурної шкали до вищих температур. Існує зв'язок між співвідношенням спектральних інтенсивностей випромінювання чорного тіла при двох різних температурах T_1 і T_2 на одній довжині хвилі λ . Це співвідношення отримано із закону Планка [2]:

$$\frac{W_{\lambda T_1}}{W_{\lambda T_2}} = \frac{e^{c_2/\lambda T_2} - 1}{e^{c_2/\lambda T_1} - 1} \quad (1.7)$$

де $W_{\lambda T_1}$ і $W_{\lambda T_2}$ – спектральна інтенсивність випромінювання чорного тіла при температурах T_1 і T_2 відповідно, $c_2 = 0,014 \cdot 388$ м К – стала Планка, λ – довжина хвилі в метрах.

Рівняння (1.7) представляє відношення спектральних інтенсивностей випромінювання чорного тіла при двох температурах T_1 і T_2 на одній довжині хвилі λ . Треба визначити температуру T_2 , тоді як T_1 є температурою фіксованої точки, вимірюваною за допомогою газового термометра .

1.1.2 Міжнародні температурні шкали

Основною стандартною системою для вимірювання температури є «Термодинамічна температурна шкала Кельвіна». Через труднощі, пов'язані з реалізацією цієї первинної стандартної системи, широко прийняті реалізації базуються на точках кипіння, температурах кипіння/плавлення та потрійних точках. Температури кипіння відповідають характерним температурам, при яких рідкі та газоподібні залишки матеріалу знаходяться в рівновазі. Точки

замерзання/плавлення – це температури, при яких матеріал зазнає рівноважної зміни свого фізичного стану з рідкого на твердий або з твердого на рідкий відповідно. Температури замерзання та плавлення є кращими, ніж точки кипіння, оскільки вони менш чутливі до змін тиску. Потрійні точки - це температури, при яких тверда рідка і газоподібна форми матеріалу знаходяться в рівновазі.

Практична реалізація температурних шкал була поширена в раніше прийнятих резолюціях генеральної конференції мір і ваг (CGPM) у 1889, 1927, 1948 (переглянуто в 1960), 1968 (доповнено в 1976) і 1990 роках. Для порівняння всі ці шкали узагальнені на рисунку 1.1.

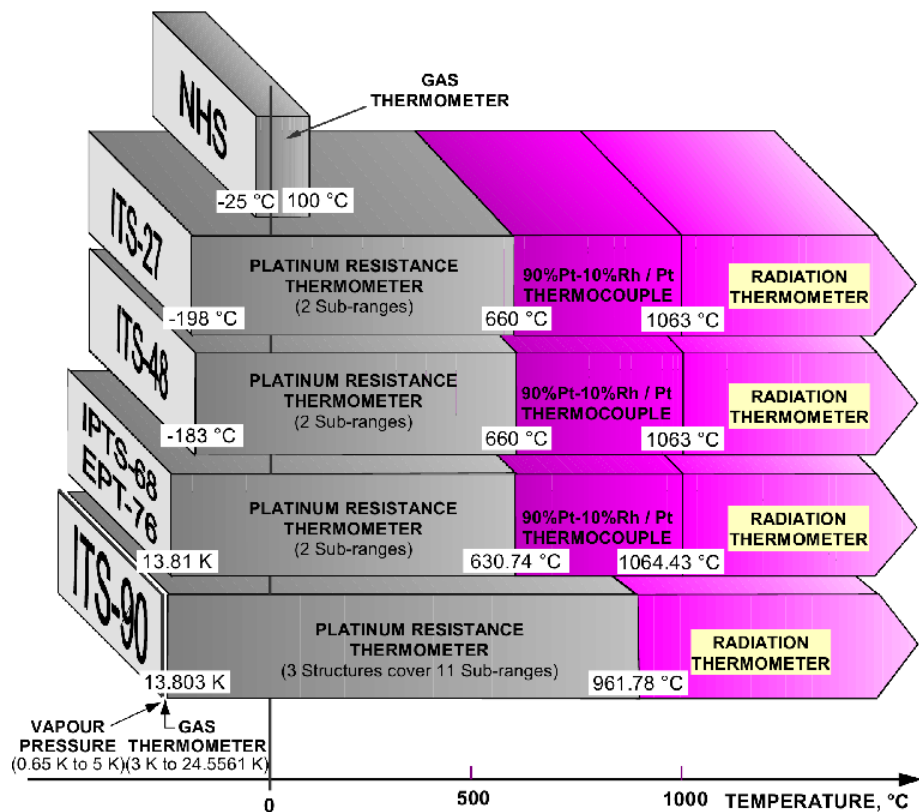


Рисунок 1.1 – Порівняння різних шкал вимірювання температури та діапазонів вимірювання їхніх стандартних інтерполяційних інструментів або датчиків

Нормальна воднева шкала, або NHS, була запропонована Міжнародним комітетом мір і ваг (CIPM) у 1887, де в якості термометричного матеріалу використовувався газоподібний водень. Був розроблений газовий термометр який мав можливість калібрування в діапазоні від -25 °C до $+100\text{ °C}$. Ця рання

шкала, яка використовувалася для калібрування скляних ртутних термометрів, і використовувала шкалу за Цельсієм, оскільки її фіксованими точками були точка льоду при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ і точка кипіння води при $100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Газовий термометр — це складна частина приладу, яка придатна лише для використання як основний еталон у фундаментальних лабораторних вимірюваннях. Оскільки це сильно обмежує його практичне використання, газовий термометр необхідно замінити на інші, більш практичні типи. З цією метою в 1911 році Німеччина, Велика Британія та США погодилися прийняти єдину практичну температурну шкалу, але її створення було відкладено через початок Першої світової війни. Коли вона була визначена в 1927 році Сьомою Генеральною конференцією з ваг і мір з присвоєнням шести визначальних або фіксованих точок, вона отримала назву Міжнародної температурної шкали 1927 року (ITS-27). Розробка термометрів із використанням благородного металу платини, яка дала початок платиновому термометру опору, або PRT, продовжила новаторську роботу Siemens у 1871 році та Callendar у 1887 році. До кінця Першої світової війни PRT були визнані точними термометрами. Ця впевненість стала основою для їх специфікації як одного зі стандартних інтерполяційних інструментів ITS-27. У діапазоні від $-190\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+660\text{ }^{\circ}\text{C}$, у піддіапазонах від $-190\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ і від $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $660\text{ }^{\circ}\text{C}$ інтерполяційний інструмент був визначений як PRT, виготовлений із платини з певними властивостями, виявляють опори при трьох температурах, виражені як співвідношення відносно опору при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. Від $660\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $1063\text{ }^{\circ}\text{C}$ шкала повинна була бути інтерпольована за допомогою термопари платина-10% родій/платина (90%Pt-10%Rh/Pt), виготовлена з матеріалів із заданими властивостями. Закон Віна визначив температури вище $1063\text{ }^{\circ}\text{C}$. ITS-27 був великим кроком вперед в універсальності термометрії, оскільки він усунув неоднозначності, що спостерігалися раніше, у специфікації температури.

Звивистий шлях у розробці температурної шкали, яка справді являла собою термодинамічну шкалу, незабаром виявив недоліки ITS-27. Так виникла Міжнародна температурна шкала 1948 року (ITS-48), яка мала таку саму кількість фіксованих точок, що й ITS-27, але з точкою замерзання срібла, яка

тепер вказується як 960,8 °C, замість 960,5 °C, як у ITS-27. Нижня межа інтерполяції PRT також була підвищена до -183 °C, щоб збігтися з точкою кипіння кисню -182,970 °C. В іншому випадку піддіпазони стандартної інтерполяції PRT залишилися незмінними, а також інтерполяційної термопари 90%Pt-10%Rh/Pt. У випадку інтерполяційної термопари було введено квадратичне інтерполяційне рівняння з новими обмеженнями, накладеними на прийнятні значення та допуски EPC. Понад 1063 °C закон Віна був замінений законом Планка, щоб покращити термодинамічну узгодженість температур у цьому діапазоні, а також дозволити використання ITS-48 при вищих температурах, ніж ITS-27. У 1960 році перегляд ITS-48 став відомий як Міжнародна практична температурна шкала 1948 (60) або IPTS-48 (60), щоб уникнути плутанини з ITS-48. Зміни, які визначили температуру води в потрійній точці як 273,16 K, створивши теперішню термодинамічну шкалу Кельвіна, також включали її прийняття як фіксовану точку шкали замість температури точки льоду. Назву одиниці температури було змінено на градуси Цельсія, °C, замість за Цельсієм. ITS-47 була справжньою шкалою за Цельсієм, оскільки вона мала 100 градусів як кінцевий інтервал між точкою льоду та точкою кипіння води. Оскільки точка замерзання цинку при 419,505 °C була більш точно визначена, її було запропоновано замінити температурі кипіння сірки при 444,60 °C. Нові обмеження були накладені на одне зі співвідношень PRT і на стандартну EPC термопари.

Міжнародна практична температурна шкала 1968 року, або IPTS-68, яка ґрунтувалася на точках кипіння, точках плавлення/замерзання та потрійних точках, виникла через потребу розширити IPTS-48 для зниження температур, а також від покращених методів вимірювання. Загалом для визначення шкали було використано тринадцять фіксованих точок. Хоча інструменти інтерполяції були такими ж, як і для IPTS-48, діапазон PRT було розширено, щоб охопити область нижчих температур до 13,8 K, використовуючи чотири дротяні опорні з'єднання в двох різних структурах датчиків. Шкала також була більш точно визначена в термінах еталонної функції, з чотирма різними функціями відхилення, визначеними для забезпечення корекції в чотирьох різних

температурних піддіапазонах для конкретного PRT, який калібрується. У початковій заяві IPTS-68 та сама термопара 90%Pt-10%Rh/Pt охоплювала той самий діапазон, що й у IPTS-48(60), з тією самою квадратичною формою для рівняння, що визначає ЕРС. Діапазон застосування цієї термопари, згодом прийнятий 15-ю CGPM у 1975 році, було змінено з 630,74 °C до 1064,43 °C у IPTS-68(75) із відповідним посиленням специфікацій ЕРС. Вище 1064,43°C закон Планка визначав масштаб. Розширена практична температурна шкала 1976 року або ЕРТ-76, яка включає перегляди IPTS-68, дозволила розширити IPTS-68 при низьких температурах з додаванням 11 фіксованих точок у кріогенному діапазоні від точки переходу в надпровідність кадмію при 0,519 К до температури кипіння неону при 27,102 К.

Згодом IPTS-68 і ЕРТ-76 були замінені Міжнародною температурною шкалою 1990 року, яка також називається для стислості ITS-90, яка була прийнята Міжнародним комітетом мір і ваг у вересні 1989 року. Відмінності, що існують між значеннями ITS-90 і ITS-68, не мають практичного впливу на промислові вимірювання.

Шкала встановлюється шляхом кореляції деяких температурних значень з низкою станів рівноваги, які добре відтворюються (тобто фіксовані точки температури), які визначають первинні стандарти, які будуть використовуватися, і дає інтерполяційні рівняння для розрахунку температур між фіксованими точками. Для визначення ITS-90 вище точки замерзання срібла використовується закон Планка. Загалом, ITS-90 представляє термодинамічну температуру з невизначеністю ± 2 мК від 1 К до 273 К, що збільшується до ± 7 мК при 900 К. Одиницею є кельвін, символ К. Один кельвін визначається як $1/273,16$ від термодинамічна температура потрійної точки води.

Температура за Цельсієм виражається як:

$$t(^{\circ}C) = T(K) - 273,15 . \quad (1.8)$$

Одиницею температури за Цельсієм є градус Цельсія, символ °C, що дорівнює одному кельвіну. Різниця температур виражається або в кельвінах, або в °C.

У ITS-90 існує різниця між міжнародною температурою Кельвіна, T_{90} , і міжнародною температурою за Цельсієм, t_{90} , де

$$t_{90} (^{\circ}C) = T_{90} (K) - 273,15 . \quad (1.9)$$

Інтерполяція між визначальними фіксованими точками ITS-90, є наступною:

1. Від 0,65 К до 5,0 К: T_{90} визначається в термінах залежності тиску пари від температури ^3He і ^4He .

2. Від 3,0 К до 24,5561 К (потрійна точка неону): використовується газовий термометр із постійним об'ємом ^3He або ^4He . Він відкалібрований за трьома експериментально реалізованими температурами визначення фіксованих точок із застосуванням визначених процедур інтерполяції.

3. Від 13,8033 К (потрійна точка рівноваги водню) до 961,78 $^{\circ}C$ (температура замерзання срібла): стандартним приладом є платиновий термометр опору, відкалібрований за певними наборами визначальних фіксованих точок і з використанням певних процедур інтерполяції. Як показано на рисунку 1.1, платинові термометри з 3 різними структурами використовуються в 11 різних температурних піддіапазонах. Температури визначаються за приведеним коефіцієнтом опору термометра, визначеним співвідношенням:

$$W(T_{90}) = \frac{R(T_{90})}{R(273,16K)} . \quad (1.10)$$

де $R(273,16 K)$ – опір термометра в потрійній точці води.

Платиновий перетворювач опору має бути виготовлений із чистої, недеформованої, відпаленої платини, що задовольняє принаймні одне з наступних співвідношень:

- при температурі плавлення галію,

$$W(29,764^{\circ}C) \geq 1,11807 , \quad (1.11)$$

- в потрійній точці ртуті,

$$W(-38,834^{\circ}C) \geq 0,844235 . \quad (1.12)$$

Якщо використовується до температури замерзання срібла, воно також має задовольняти співвідношення:

$$W(961,78^\circ\text{C}) \geq 4,2844 . \quad (1.13)$$

У кожному з діапазонів термометрів опору T_{90} отримують з $W_r(T_{90})$, як задано відповідною еталонною функцією, і відхиленнями $W(T_{90}) - W_r(T_{90})$ - у визначальних фіксованих точках це відхилення отримують безпосередньо з калібрування термометра. При проміжних температурах його отримують за допомогою відповідних функцій відхилення, які наведено в спеціалізованих таблицях.

3а. У діапазоні від 13,8033 К (потрійна точка рівноваги водню) до 273,16 К (потрійна точка води) термометр відкалібрований за потрійними точками рівноваги водню (13,8033 К), неону (24,5561 К), кисню (54,3584). К), аргону (83,8058 К), ртуті (234,3156 К) і води (273,16 К) і при двох додаткових температурах, близьких до 17,0 К і 20,3 К, за допомогою газового термометра.

3б. У діапазоні від 0 °С до 961,78 °С (температура замерзання срібла) термометр відкалібрований за потрійною точкою води (0,01 °С) і за точками замерзання олова (231,928 °С), цинку (419,527 °С), алюміній (660,323 °С) і срібло (961,78 °С). В обох діапазонах, описаних вище в пунктах 3(а) і 3(б), для піддіапазонів з обмеженими верхніми температурами можна використовувати меншу кількість точок калібрування, як точно зазначено в ITS-90.

4. Вище 961,78 °С (температура замерзання срібла). Необхідно використовувати закон Планка. Температура T_{90} визначається рівнянням:

$$\frac{L_\lambda(T_{90})}{L_\lambda[T_{90}(x)]} = \frac{e^{c_2/[\lambda T_{90}(x)]} - 1}{e^{c_2/(\lambda T_{90})} - 1} . \quad (1.14)$$

де $T_{90}(x)$ відноситься до будь-якої точки замерзання срібла, золота або міді, $L_\lambda(T_{90})$ і $L_\lambda[T_{90}(x)]$ – спектральні концентрації випромінювання чорного тіла на довжині хвилі λ , при T_{90} і $T_{90}(x)$ відповідно, а c_2 є константою зі значенням 0,014388 м·К.

Незважаючи на те, що рекомендовані шкали ITS-90 – це шкали Цельсія та Кельвіна, шкала Фаренгейта, яка все ще допустима в ITS-90, широко використовується в англосаксонських країнах. Співвідношення для перетворення між температурними шкалами, зазначені в таблиці 1.1, використовуються для розрахунку чисельних значень температури.

Таблиця 1.1 – Перерахунок значень температури для різних температурних шкал

Шкала	Одиниця що перераховується	Співвідношення	
		°C	°F
Цельсія	$x, ^\circ\text{C}$	x	$1,8x + 32$
Фаренгейта	$x, ^\circ\text{F}$	$0,5556 \cdot (x - 32)$	x
Кельвіна	x, K	$x - 273,15$	$1,8 \cdot (x - 273,15) + 32$

1.1.3 Використання температурних шкал при вимірюваннях високої температури

Максимум є одним із критичних параметрів більшості сучасних високотемпературних технологій, таких як лазерна, плазмова, ядерна та інші. Тем не менш, дослідження в області вимірювання високих температур надзвичайно скудні і проводяться лише при виробничій необхідності. Так, в більшості технологічних установок обмежуються не точні значення температури, а знаходженням і підтриманням необхідного температурного режиму виробництва. При необхідності точного визначення температури на виробничих підприємствах використовуються традиційні методи.

Традиційні методи вимірювання температури ґрунтуються на використанні практичних температурних шкал. Їх побудова значною мірою здійснювалася з аналізу фізичних властивостей, залежних від температури. Найбільше поширення було отримано з використанням таких властивостей речовини, як збереження температури при фазових переходах. В результаті фазові переходи чистих речовин були вибрані в якості реперних точок, побудованих для

температурної шкали. На даний момент на основі рекомендацій Консультативного комітету з термометрії використовується прийнята в 1990 р. міжнародна шкала температури МТШ-90. Вона заснована на прецизійних вимірах температури, виконаних за останні 30 років в різних країнах. Шкала температури в МТШ-90 розділена на 4 ділянки, остання з яких – для температури вище 1234,93К – ґрунтується на законі випромінювання Планка і реперних точок затвердіння Ag (1234,93К), Au (1337,33К) і Cu (1357,77К) [1]. Вище точки плавлення міді практично немає реперної точки, придатної для відтворення і передачі МТШ-90.

Одним із можливих розв'язків цієї проблеми є реалізація високотемпературних реперних точок на основі евтектичних сплавів «Тугоплавкий Метал - Вуглець». На сьогоднішній день в даному напрямі проводяться дослідження, в ході яких шляхом багаторазового відпалу одержують тиглі, сумарна похибка температури фазових переходів яких становить менше 0,5 °С. Так, у роботі [2] повідомляється про серію успішних вимірювань температури евтектичних сплавів, температури фазових переходів яких наведено у таблиці 1.2.

Таблиця 1.2 - Температури плавлення евтектичних сплавів.

Назва евтектичного сплаву «Тугоплавкий Метал - Вуглець»	Температура, °С
Fe-C	1153
Co-C	1324
Ni-C	1329
Pd-C	1492
Rh-C	1657
Pt-C	1738
Ru-C	1953
Ir-C	2290
Re-C	2474
Os-C	2732

Аналогічні дослідження в галузі використання сплавів, проведені в роботі [3], дозволяють говорити про можливість використання евтектичного сплаву на основі вольфраму "WC-C" як реперну точку, що дозволяє відтворювати температуру до 3020,7K. У перспективі цей напрямок може призвести до розширення діапазону температур, що відтворюються температурними шкалами, за рахунок високотемпературних реперних точок фазових переходів сплавів.

Грунтуючись на сучасному стані традиційних методів термометрії, тут і далі під екстремально високими будуть розумітися значення термодинамічної температури, що перевищують температуру фазового переходу найбільш тугоплавких з евтектичних сплавів, що досліджуються на сьогодні, тобто температури порядку 3000K і вище.

Найбільшою популярністю серед вимірювачів температур, що калібруються за допомогою температурних шкал, користуються контактні датчики температури – термопари. Їх перевагами є простота використання, дешевизна, а також великий температурний діапазон вимірювань.

Основна проблема, що виникає під час використання температурної шкали, полягає у неможливості об'єктивної оцінки термодинамічної похибки. Під похибкою розуміють різницю між істинним і вимірним значенням величини, у цьому разі справжнє значення невідомо. Інша проблема полягає в непоодинокі самої шкали. Зокрема результати звірень національних еталонів одиниці температури в потрійній точці води виявили розбіжності значень між собою. При цьому опорне значення температури при звірванні є лише середнім значенням результатів конкретних звірень і використовується як орієнтир [4].

Наступною особливістю, пов'язаною з передачею одиниці температури в області радіаційної термометрії, є необхідність перегляду методів побудови температурної шкали на рівні первинних еталонів. При цьому особливий інтерес становить температурний діапазон понад 1000 °C [5]. Також на сьогоднішній день не до кінця вирішено саму проблему звірення еталонних значень температури у разі їх розбіжності між собою за результатами вимірювань, що проводяться різними міжнародними лабораторіями [6].

1.2 Оптичні методи вимірювання високих температур

Альтернативою традиційної термометрії з використанням температурних шкал є безконтактна термометрія в оптичному діапазоні спектру, сучасний стан та проблеми якої докладно відображені у роботі [7]. На сьогоднішній день цей напрямок серйозно просунувся вперед за рахунок розробки багатоелементних приймачів інфрачервоного випромінювання, вдосконалення технології виготовлення приймачів випромінювання, що не охолоджуються, у тому числі мікроболометричних матриць. В результаті підвищилася точність вимірювань, зменшилася інерційність та масогабаритні розміри приймачів випромінювання, а також з'явилася можливість реєстрації розподілу випромінювання від об'єкта на широкій ділянці спектру, що є незаперечною перевагою порівняно з безконтактними методами пірометрії, що використовують реєстрацію випромінювання на одній довжині.

Серед оптичних методів термометрії поділяють методи, що використовують інтегральний спектр випромінювання від об'єкта, а також спектральні методи, які використовують для розрахунку температури дані про випромінювання на одній, двох або кількох довжинах хвиль.

В основі методів, які використовують інтегральний спектр випромінювання від об'єкта, лежить закон Стефана-Больцмана, відповідно до якого поверхнева щільність випромінювання від об'єкта пропорційна температурі об'єкта в четвертому ступені. Коефіцієнтом пропорційності є стала Стефана-Больцмана. Недоліком даної групи методів є складність у практичній реєстрації повного спектру теплового випромінювання від об'єкта, вплив взаємного розташування площини об'єкта та реєстратора на результати вимірювання температури, а також складність враховуючи коефіцієнт випромінювання від об'єкта, який, крім залежності від значення довжини хвилі, має і температурну залежність.

Одним із сучасних методів, які використовують інтегральний спектр випромінювання, є методика визначення температури об'єкта з попереднім моделюванням його тривимірної форми теплової картини власного

випромінювання від об'єкта [8, 10]. Так, у статті [11] повідомляється про вимірювання температури фюзеляжу літака за допомогою поляризаційних термограм. Разом з тим залишається не зовсім ясною методика врахування впливу коефіцієнта випромінювання у разі відсутності даних про об'єкт. Здебільшого з цією метою вдаються до табличних даних про інтегральний коефіцієнт випромінювання, що є для багатьох матеріалів табульованою величиною. Табулювання значень інтегрального коефіцієнта випромінювання проводиться, як правило, шляхом звірення спектра від об'єкта дослідження зі спектром еталонного випромінювача, відкаліброваного за температурними шкалами, що призводить до обмеження температурного діапазону застосування цієї групи методів температурами порядку 1500К.

В основі методу, що використовує дані про випромінювання на одній довжині хвилі (яскравий метод), лежить закон Планка, відповідно до якого для абсолютно чорного тіла, що знаходиться при температурі T в стані термодинамічної рівноваги, спектральна поверхнева щільність потужності випромінювання описується рівнянням (функцією) Планка:

$$R_p(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1}, \quad (1.15)$$

де $R_p(\lambda, T)$ – спектральна поверхнева густина потужності, λ – довжина хвилі; c – швидкість світла; $C_1 = 2\pi^5 c^2 h$ – перша пірометрична константа, $C_2 = hc/k$ – друга пірометрична константа.

Для широко поширених на сьогоднішній день фотонних приймачів випромінювання замість спектральної поверхневої щільності потужності переходять до спектральної щільності потоку фотонів від об'єкта, і рівняння Планка записують у вигляді:

$$\Phi_p(\lambda, T) = \frac{C_1}{hc\lambda^4} \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1}, \quad (1.16)$$

де $\Phi_p(\lambda, T)$ – спектральна щільність потоку фотонів.

На відміну від абсолютного чорного тіла, спектральний коефіцієнт випромінювання якого дорівнює одиниці, випромінювання від реальних (забарвлених) об'єктів описується рівнянням:

$$\Phi(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \cdot \Phi_p(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \cdot \frac{C_1}{hc\lambda^4} \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1}, \quad (1.17)$$

де $\varepsilon(\lambda, T)$ – спектральний коефіцієнт випромінювання, значення якого для реальних об'єктів менше одиниці на всьому спектральному діапазоні.

Це означає, що температура об'єкта може бути аналітично виражена і визначається значенням спектральної щільності потоку фотонів на довжині хвилі реєстрації, а також спектральним коефіцієнтом випромінювання на даній довжині хвилі (рис.1.2).

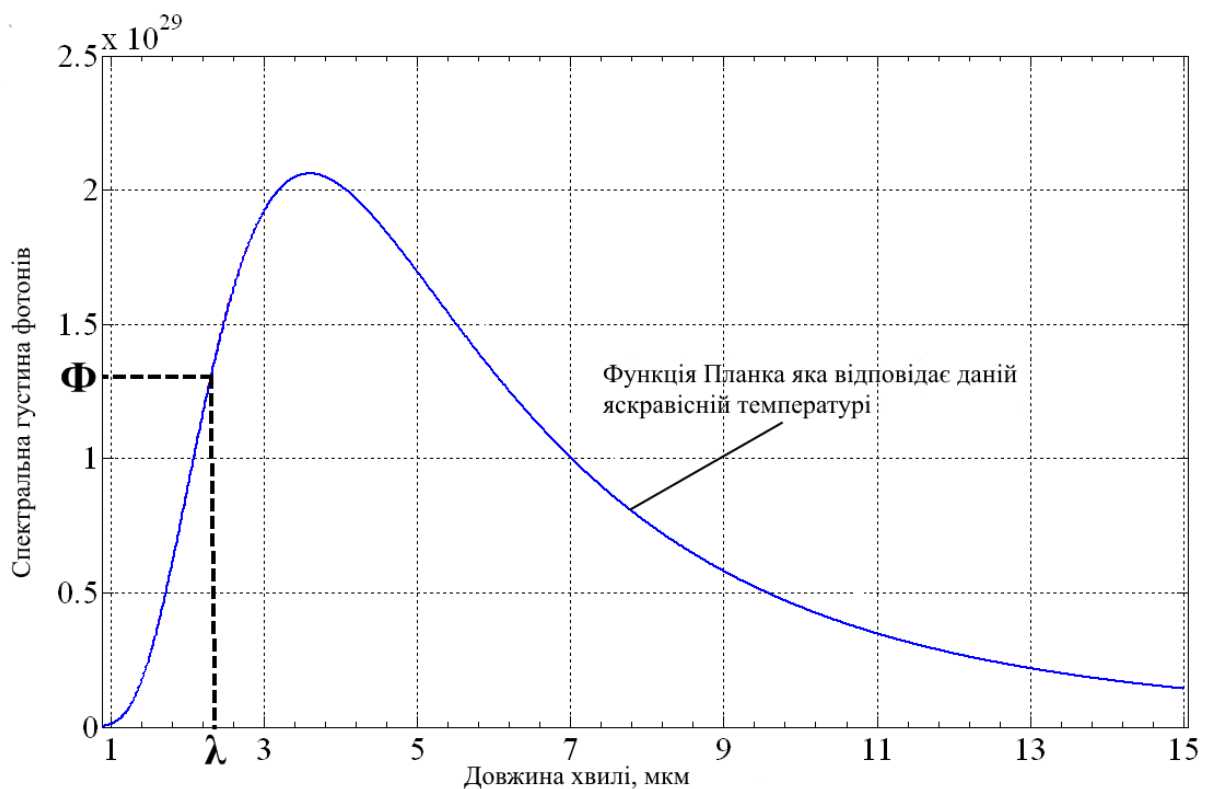


Рисунок 1.2 – Ілюстрація методу яскравості

Разом з перевагами, такими як простота практичного застосування та відносна дешевизна обладнання, цей метод має недоліки. Насамперед, це необхідність наявності інформації про спектральний коефіцієнт випромінювання на даній довжині хвилі та спектральний коефіцієнт

ослаблення навколишнього середовища. Крім цього, проведення одиничного виміру призводить до зростання впливу випадкової похибки вимірювань, а проведення серії вимірювань для нівелювання випадкової похибки не дозволяє проводити вимірювання температури швидкоплинних процесів.

Одним із способів зниження випадкової похибки полягає у використанні яскравого методу визначення температури на декількох довжинах хвиль. Прикладом використання мультиспектрального методу яскравості є методика, розроблена компанією «FAR Associates» [12, 13]. Алгоритм методики включає такі етапи:

- збір даних про спектр випромінювання приладом із зарядовим зв'язком (ПЗЗ)-матрицею (CCD- матриця) (кожному пікселю відповідає ділянка 2nm);
- визначення яскравісної температури на кожній ділянці. Якщо отримані значення всіх ділянок однакові, то температура вважається знайденою;
- якщо значення температури в різних ділянках спектра неоднакові, то будується гістограма температур, з якої визначається найімовірніша температура та середньоквадратичне відхилення.

У роботі [14] описані результати експериментів з спектральної термометрії температур порядку 3000K в загазованому середовищі, що демонструють перевагу мультиспектрального методу яскравості перед класичним методом яскравості. Водночас облік впливу ослаблення середовища для мультиспектрального методу яскравості не цілком очевидний. Самі автори також визнають наявність безлічі проблем при використанні даного методу та пропонують вирішувати їх шляхом дослідження високотемпературних властивостей матеріалів, їх каталогізації та обліку під час проведення експериментів [15].

Серед інших досліджень у галузі яскравої мультиспектральної термометрії також необхідно відзначити дослідницьку групу Яна Чин-Ліна (Університет Харбіна, Китай), вирішальну проблему невідомого коефіцієнта випромінювання шляхом апроксимації його лінійної або поліноміальної функції [16].

В основі методу, що використовує дані про випромінювання на двох довжинах хвиль (біхроматичний метод), крім закону Планка, лежить припущення про рівномірне ослаблення випромінювання на досліджуваних довжинах хвиль при проходженні через середовище, що дає змогу нівелювати вплив середовища розповсюдження випромінювання на результати визначення температури. З цією метою береться відношення величин спектральної щільності потоку фотонів на двох довжинах хвиль:

$$\frac{\Phi_1(\lambda_1, T)}{\Phi_2(\lambda_2, T)} = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \cdot \frac{\lambda_2^4 \exp(C_2/\lambda_2 T) - 1}{\lambda_1^4 \exp(C_2/\lambda_1 T) - 1}, \quad (1.18)$$

За умови рівномірного ослаблення випромінювання на довжинах хвиль λ_1 , λ_2 відношення спектральної щільності потоку фотонів у лівій частині рівняння (1.18) залишається незмінним. Проте в даному випадку температура вже не може бути виражена у явному вигляді, тому при визначенні температури біхроматичним методом більшість пірометрів переходять від рівняння Планка до рівняння Віна [18]:

$$\Phi_w(\lambda, T) = \frac{C_1}{hc\lambda^4} \exp(C_2/\lambda T). \quad (1.19)$$

Варто зазначити, що рівняння (1.19) є першим членом розкладання рівняння (1.2) в ряд:

$$\Phi_p(\lambda, T) = \frac{C_1}{hc\lambda^4} \exp(C_2/\lambda T) - \exp(-2C_2/\lambda T) - \exp(-3C_2/\lambda T) - \dots \quad (1.20)$$

При переході до рівняння Віна з'являється можливість отримання суворого аналітичного виразу визначення температури методом спектрального відношення. Співвідношення (1.18) перетворюється на вид:

$$\frac{\Phi_1(\lambda_1, T)}{\Phi_2(\lambda_2, T)} = \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \cdot \frac{\lambda_2^4 \exp(C_2/\lambda_2 T)}{\lambda_1^4 \exp(C_2/\lambda_1 T)}, \quad (1.21)$$

звідси вираз визначення температури:

$$T = C_2 \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_1\lambda_2}{\ln \left[\frac{\lambda_2^4 \varepsilon(\lambda_1, T)\Phi_2(\lambda_2, T)}{\lambda_1^4 \varepsilon(\lambda_2, T)\Phi_1(\lambda_1, T)} \right]} = \frac{C_2}{\lambda_w} \frac{1}{\ln \left[\frac{\lambda_2^4 \varepsilon(\lambda_1, T)\Phi_2(\lambda_2, T)}{\lambda_1^4 \varepsilon(\lambda_2, T)\Phi_1(\lambda_1, T)} \right]}, \quad (1.22)$$

де $\lambda_w = \lambda_1\lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)$ – еквівалентна довжина хвилі віна.

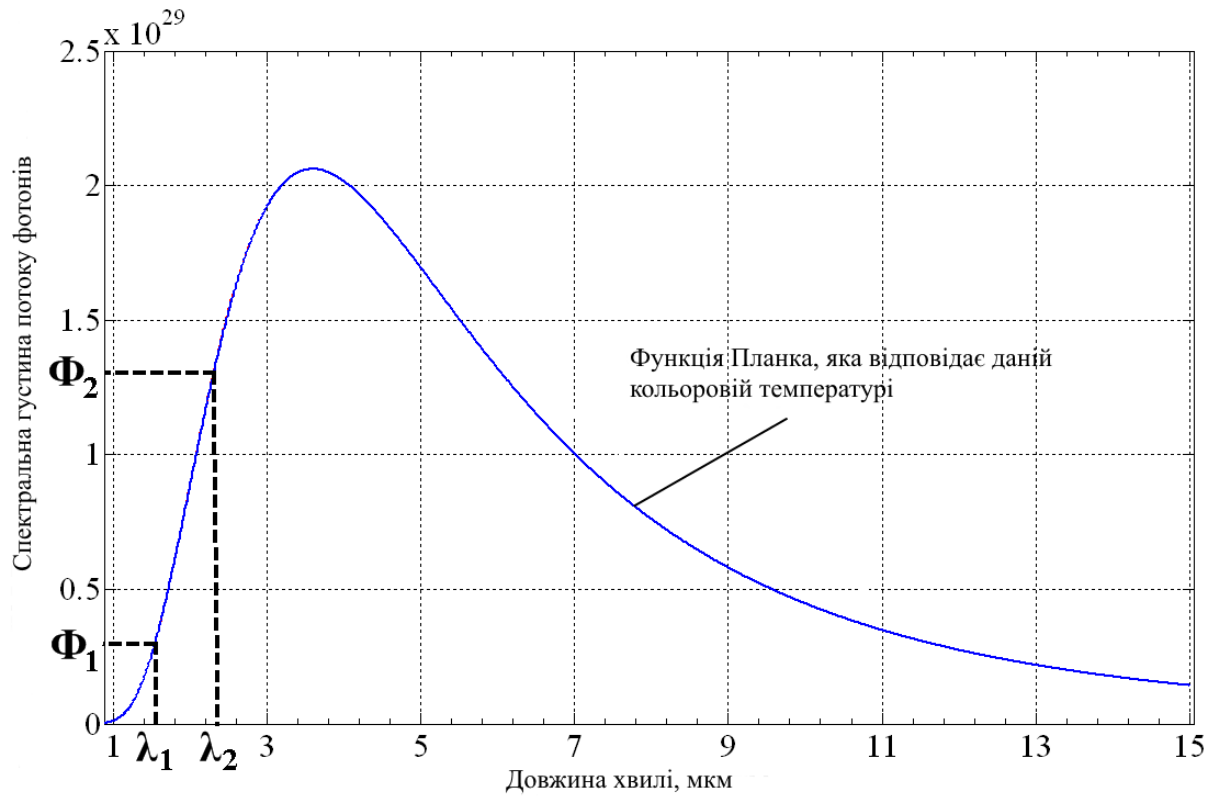


Рисунок 1.3 – Ілюстрація біхроматичного методу

Зазначимо, що математично наближення Віна справедливе під час виконання нерівності:

$$C_2/\lambda T \gg 1, \quad (1.23)$$

Насправді модель Віна з високою точністю збігається з формулою Планка до довжин хвиль $\lambda = 0,25C_2/T$ [7]. Ця область лежить ліворуч від максимуму ізотерми Планка. Ілюстрацію біхроматичного методу з реєстрацією розподілу спектральної щільності потоку фотонів в області Віна наведено на рис.1.3.

Як і у випадку з методом яскравості, для зниження випадкової похибки вимірювань обчислення біхроматичним методом проводяться на декількох довжинах хвиль (мультиспектральний біхроматичний метод).

При цьому зважаючи на залежність інструментальної похибки від величини еквівалентної довжини хвилі, відстань між довжинами хвиль λ_1 і λ_2 у ході вимірювань намагаються вибрати якомога більшим.

Окремо від яскравого та біхроматичного мультиспектральних методів необхідно відзначити метод визначення температури за спектральним максимумом теплового випромінювання. В основі даного методу лежить закон

зміщення Віна, відповідно до якого довжина хвилі, що відповідає максимальному значенню величини теплового випромінювання, однозначно визначає температуру об'єкта.

До появи багатoeлементних датчиків пошук максимуму теплового випромінювання передбачав дослідження спектрального діапазону з допомогою монохроматора, що робило метод застосовним лише для стаціонарних теплових процесів. Однак поява фотоприймачів, що дозволяють одночасно зареєструвати перехідну область спектра, що відповідає максимуму розподілу Планка (1.16), дозволяє сподіватися на подальший розвиток даного методу [26]. Ілюстрація методу, що ґрунтується на використанні закону зміщення Віна, наведена на рис.1.4.

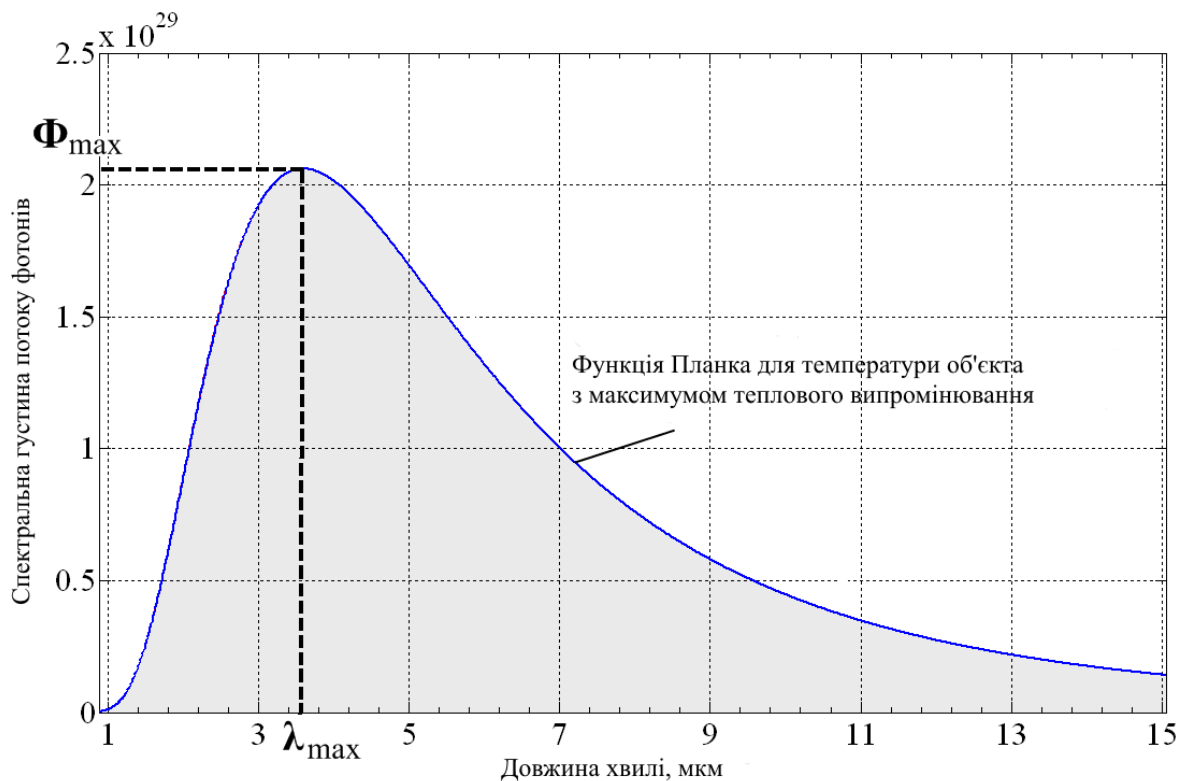


Рисунок 1.4 – Ілюстрація визначення температури за значенням довжини хвилі, що відповідає максимуму теплового випромінювання

Основним недоліком всіх методів безконтактної термометрії є залежність результатів від характеристики спектрального коефіцієнта випромінювання об'єкта, що пірометрується, відсутність даних про який призводить до появи методичної помилки. Як підкреслюється в роботі [31], різноманіття методів

говорить про відсутність серед них найкращого, що дозволяє обійти цей недолік.

Іншим недоліком є відсутність в експерименті ознак, що вказують на рівноважний характер випромінювання, особливо при процесах, що швидко протікають (вибух, горіння), коли не можна без перевірки бути впевненим у відповідності випромінювання закону Планка. Завдяки наявності при поліхроматичній (мультиспектральній) термометрії спектрального розподілу випромінювання від об'єкта, цю проблему на сьогоднішній день ефективно вирішують зіставленням отриманого спектра з набором розрахункових теплових спектрів для абсолютно-чорного тіла [14], при цьому доцільно наперед розраховувати значення температури яка вимірюється. [15].

При переході до вимірів високих температур сучасними багатохвильовими методами виникає ще один істотний недолік, який, незважаючи на мале освітлення у відкритих джерелах, має фундаментальне значення. Справа в тому, що в основі більшості алгоритмів обробки теплових спектрів на сьогоднішній день лежить використання формули Планка з наближенням Віна та аналіз спектра проводиться у віновських координатах. Ця методика вже знайшла широке застосування при термометрії в діапазоні 400-1000нм тіл, нагрітих до температур близько 2000К. На думку дослідників [16], саме спрямування теплового спектру у віновських координатах дозволяє виявити ділянки довжин хвиль, де об'єкт випромінює подібно до сірого тіла, і визначити температуру об'єкта без знань про характеристику коефіцієнта випромінювання. Тим не менш, при високих температурах у видиму область спектра потрапляє не тільки область Віна, але також перехідна область ізотерми Планка, і використання наближення Віна при обробці результатів вимірювань призведе до помилки.

1.3 Сучасні методи температурного контролю

Температурний контроль є складовою частиною теплового контролю (далі – ТК). Відповідно до нормативних документів класифікація методів ТК здійснюється за такими ознаками [20]:

- за характером взаємодії фізичних полів чи речовин з об'єктом контролю (далі – ОК): тепловий контактний, конвективний, власного випромінювання;

- за первинними інформативними ознаками: термометрична, теплометрична;

- за способами отримання первинної інформації: пірометричний, рідких кристалів, термофарб, термопаперів, термолюмінорів, термозалежних параметрів, оптичний інтерференційний, калориметричний.

Відповідно до термінології ТК визначення температури є першою частиною вирішення зворотної задачі ТК, коли за зміною температури в просторі та в часі визначається конфігурація або теплофізичні характеристики об'єкта контролю та дефектів. знання точної температури ОК не так важливо, як реєстрація теплового фону від поверхні або аналіз температурного градієнта у бездефектній та дефектній областях. Разом з тим, при діагностиці машин та установок засобами пасивного ТК, а також при перевірці відповідності теплових характеристик ОК засобами активного ТК знання про температуру, а також можливість фіксації зміни температури у часі стають необхідними.

Вимірювання та контроль температури під час ТК може проводитися як контактними, так і безконтактними методами. У тих випадках, коли можливий контактний вимір та контроль температур, найбільшою популярністю користуються термопари. Найбільш високотемпературними контактними датчиками на сьогоднішній день є вольфрам-ренієві термопари [35].

При неможливості вимірювання температури контактними методами під час проведення ТК здійснюється ІЧ термографування ОК за допомогою тепловізорів. У ході термографування визначення температури використовується, як правило, інтегральний метод безконтактної термометрії, що базується на законі Стефана-Больцмана.

Розробкою тепловізорів для безконтактного термографування на сьогоднішній день займається безліч компаній, найбільш відомими з яких є FLIR Systems (США), Raytheon (США), Mikron (США), NEC (Японія), Jenoptik (Німеччина).

Основна проблема, що виникає при безконтактному термографуванні та характерна для всіх методів безконтактної термометрії, полягає у складності визначення значення коефіцієнта випромінювання контрольованого об'єкта $\varepsilon(\lambda, T)$. Це може призвести до перевищення величини методичної похибки тепловізора порівняно із зазначеною в паспорті інструментальною похибкою на порядок. Проблема коефіцієнта випромінювання, без знання якого неможливе точне вимірювання температури, на практиці вирішується введенням даних про ймовірне значення коефіцієнта випромінювання в пам'ять тепловізора перед проведенням термографування. Також поширена практика нанесення на поверхню об'єкта покриття з високим рівномірним коефіцієнтом випромінювання [30].

Іншою проблемою, обумовленою складністю визначення значення $\varepsilon(\lambda, T)$, є проблема «хибних» дефектів, викликаних різницею значень коефіцієнта випромінювання для одного й того самого матеріалу. Для вирішення цієї проблеми перед термографуванням поверхня об'єкта може проходити очищення та обробку з метою надання їй однорідної шорсткості. Ця проблема характерна, як правило, для чутливих приладів.

Ще однією проблемою, що виникає при термографуванні об'єктів, температура яких можна порівняти з температурою навколишніх предметів, є стороннє теплове випромінювання, що відображається контрольованим об'єктом і спотворює результуюче значення температури самого об'єкта. У сучасних тепловізорах для часткової компенсації даного ефекту існує можливість введення температури навколишнього середовища на згадку про пристрій перед термографуванням. Також для врахування впливу ослаблення випромінювання під час проходження через навколишнє середовище, в тепловізорах можна додатково вводити значення вологості навколишнього середовища та відстані до об'єкта контролю.

2. МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУР БЕЗ НАБЛИЖЕННЯ ВІНА

2.1 Поліхроматичний метод визначення температури без наближення Віна

Наближення Віна, дозволяє отримати аналітичний вираз для розрахунку температури біхроматичним методом, коректно при виконанні умови (1.8). Для визначення практичної межі застосування наближення Віна при різних значеннях добутку $\lambda \times T$, побудуємо універсальну функцію Планка для значень спектральної щільності потоку фотонів. За основу візьмемо вище описаний алгоритм. Введемо змінні

$$X = \frac{\lambda T}{C_2}, Y = \Phi_p(\lambda, T) \frac{hc\lambda^4}{C_1}, \quad (2.1)$$

з врахуванням (2.1), рівняння Планка (1.16) перетворюється:

$$Y = \frac{1}{X^4} \frac{1}{\exp(1/X) - 1}, \quad (2.2)$$

Нові змінні змінюються за тим самим законом, як і λ , $\Phi_p(\lambda, T)$, координати максимуму отриманої функції: $X_{\text{MAX}}=0.255$, $Y_{\text{MAX}}=4.78$. Для побудови універсальної функції Планка введемо нормувальні змінні:

$$\xi = \frac{X}{X_{\text{max}}}, \eta = \frac{Y}{Y_{\text{max}}} = \frac{1}{\xi} \frac{\exp(1/X_{\text{max}}) - 1}{\exp(X_{\text{max}}/\xi) - 1}, \quad (2.3)$$

Універсальна функція Планка, побудована у координатах $\eta(\xi)$, наведена на рис.2.1. Також на рисунку наведено функції Віна та Релея-Джинса.

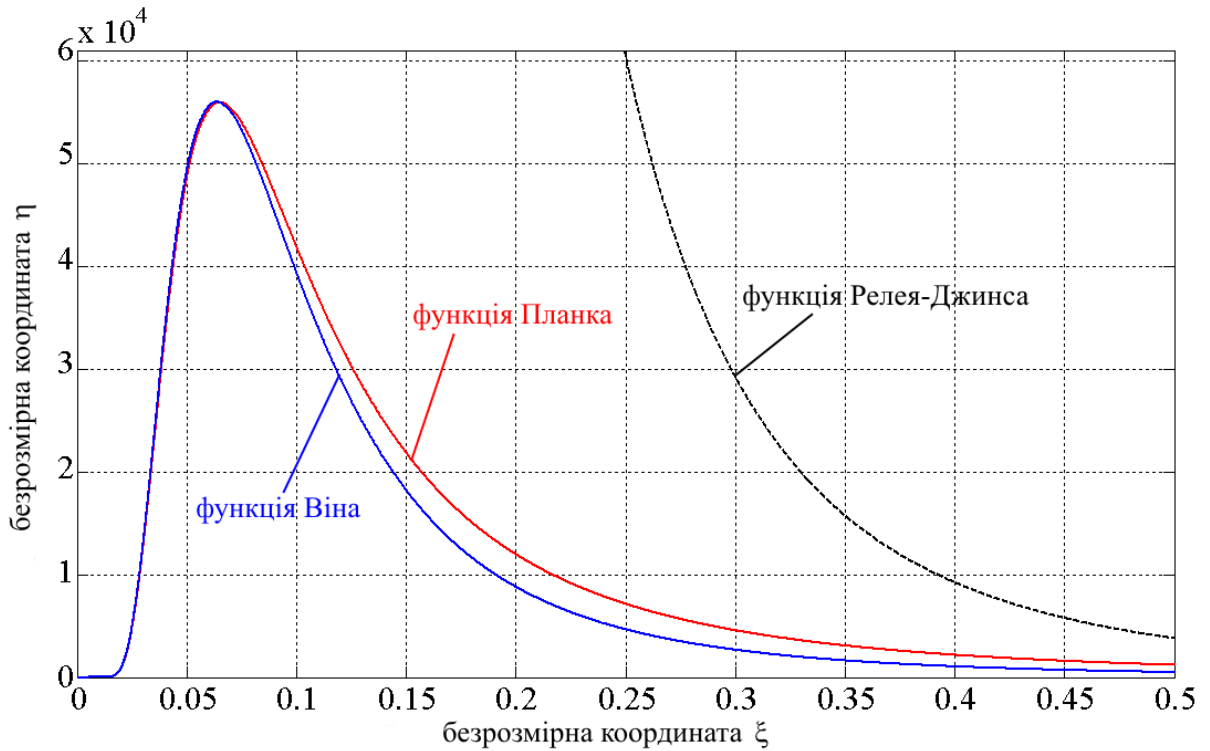


Рисунок 2.1 – Універсальна функція Планка $\eta(\xi)$, побудована у безрозмірних координатах.

Як очевидно з аналізу універсальної функції Планка, використання наближення Віна в області значень $\lambda T > 3.5 \cdot 10^3 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ призводить до появи додаткової помилки.

Проведемо чисельну оцінку похибки наближення Віна у видимому, середньому інфрачервоному та далекому інфрачервоному діапазонах. Для розрахунків використовуємо дані, отримані на граничних довжинах хвиль λ_1, λ_2 кожного з діапазонів за допомогою рівняння (1.16). Результати, розрахунку, показують, що навіть при використанні значень спектральної щільності потоку фотонів, отриманих з великою точністю, зі збільшенням температури різниця між термодинамічною температурою та температурою, обчисленою з наближенням Віна, зростає. Це свідчить про необхідність обчислення високих температур без наближення Віна (табл. 2.1).

Таблиця 2.1 – Результати, розрахунку похибки наближення Віна у різних спектрах

Результати обчислення температури		Різниця між отриманими значеннями температурами ΔT , К
λ_1 , мкм	λ_2 , мкм	
0,4	1	1154
3	5	884
8	14	67

У загальному випадку, виражаючи температуру рівняння (1.18) без попереднього наближення Віна, ми отримуємо трансцендентне рівняння:

$$T = \frac{C_2}{\lambda_1 \ln \left[\frac{\lambda_2^4 \varepsilon(\lambda_1, T) \Phi(\lambda_2, T) \exp(C_2/\lambda_2 T) - 1}{\lambda_1^4 \varepsilon(\lambda_2, T) \Phi(\lambda_1, T)} + 1 \right]} . \quad (2.4)$$

Для вирішення рівняння (2.4) необхідно скористатися чисельними методами. Як основний метод виберемо метод Ньютона, як метод, що забезпечує високу збіжність результатів. Розрахункова формула методу Ньютона має вигляд :

$$T_{N+1} = T_N - \frac{F(T_N)}{f(T_N)}, \quad N \geq 0 . \quad (2.5)$$

де N - номер ітерації. Застосовуючи до трансцендентного рівняння (2.4), отримаємо:

$$F(T_N) = \frac{\Phi_1(\lambda_1, T_N)}{\Phi_2(\lambda_2, T_N)} - \frac{\lambda_2^4 \varepsilon(\lambda_1, T_N) \exp(C_2/\lambda_2 T_N) - 1}{\lambda_1^4 \varepsilon(\lambda_2, T_N) \exp(C_2/\lambda_1 T_N) - 1} , \quad (2.6)$$

$$f(T_N) = \frac{C_2}{\lambda_1 T_N^2} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_N}\right) \frac{\Phi_2(\lambda_2, T_N)}{\Phi_1(\lambda_1, T_N)^2} - \frac{C_2}{\lambda_2 T_N^2} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_N}\right) \frac{1}{\Phi_1(\lambda_1, T_N)} . \quad (2.7)$$

Практичним критерієм закінчення ітерацій є виконання нерівності

$$|T_{N+1} - T_N| < \varepsilon , \quad (2.8)$$

де ε – задана точність.

Функція $f(T_N)$ є безперервною і двічі диференційованою, і тому задовольняє необхідні умови для використання ітераційного методу Ньютона.

Також для забезпечення збіжності методу та мінімізації ітерацій необхідно використовувати значення температури T_0 , близьке до істинного. В якості такої температури може виступати як температура, отримана методом яскравості по одній довжині хвилі, так і колірна температура, отримана на довжинах хвиль λ_1 , λ_2 . Однак, при практичному застосуванні методу з урахуванням ослаблення випромінювання при проходженні через атмосферу від джерела до приймача, значення яскравості може сильно відрізнятись від істинного. Тому доцільно використовувати як перше наближення T_0 температуру, отриману методом спектральних відношень з наближенням Віна.

Проведемо практичну оцінку застосування методу. Як вихідні дані візьмемо використані раніше значення спектральної щільності потоку фотонів на довжинах хвиль $\lambda_1=0.4\text{мкм}$, $\lambda_2=1\text{мкм}$ для температури $T=10000\text{К}$. Температура першого наближення, отримана біхроматичним методом із наближенням Віна, склала $T_0=8846\text{К}$. Для визначення температури біхроматичним методом чисельно з допомогою рівняння Планка у даному випадку знадобилося три ітерації.

Чисельний метод Ньютона розв'язку рівняння біхроматичного методу (1.4) без наближення Віна може бути ефективно використаний при значеннях $\lambda T > 3,5 \cdot 10^3 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ визначення високих температур.

При переході до реєстрації великих спектральних масивів теплового випромінювання з'являється можливість попереднього аналізу спектру з метою усунення ділянок, де випромінювання має яскраво виражений нерівноважний характер (лазерне та плазмове випромінювання), а також ділянок, де спостерігається інтенсивне поглинання навколишнього середовища. Ця властивість поліхроматичного методу дозволяє на першому етапі відсікати всі ділянки спектру, що несуть вкрай спотворену інформацію про теплове випромінювання від об'єкта і сформувати новий масив $\Phi(\lambda, T)$ для подальших обчислень. На другому етапі поліхроматичного методу для кожної пари $\Phi_J(\lambda_J, T)$, $\Phi_K(\lambda_K, T)$ експериментально зареєстрованого масиву $\Phi(\lambda, T)$ температура T_{JK} визначається відповідно до (2.5) (2.8). На третьому етапі на

підставі отриманого масиву температур T_{JK} будується температурна гістограма.

Приклад температурної гістограми подано на рис.2.2.

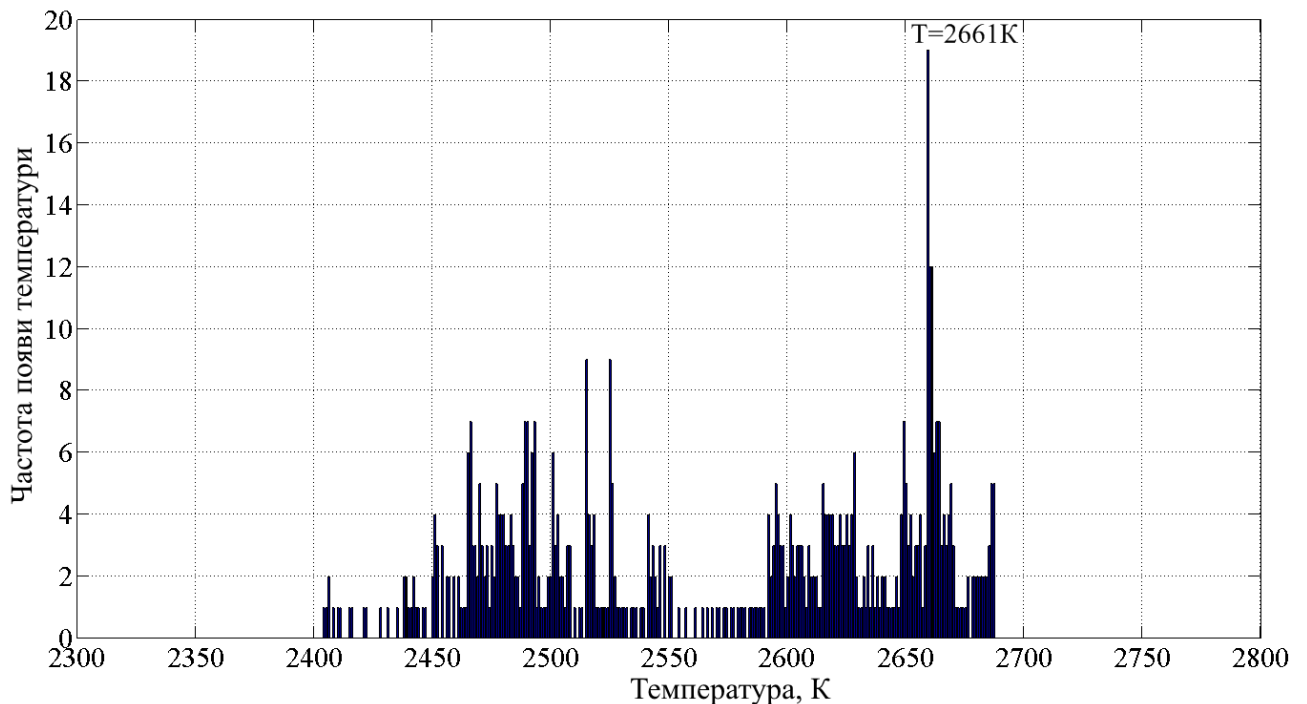


Рисунок 2.2 – Приклад температурної гістограми отриманої поліхроматичним методом.

На завершальному етапі поліхроматичного методу найбільш вірогідне значення термодинамічної температури визначається як максимальна температурна гістограма, тобто значення яке найбільш часто виявляється в масиві значень T_{JK} .

2.2 Похибки визначення температури без наближення Віна

Інструментальна похибка.

Інструментальна похибка обумовлена неточністю вимірювання вихідних даних і перетвореннями, пов'язаними з методом, що застосовується і трансформують цю неточність в похибку кінцевого результату.

Вираз для розрахунку інструментальної похибки отримують шляхом диференціювання функції, що встановлює співвідношення між температурою та спектральною щільністю потоку фотонів теплового випромінювання. Якщо

$F=F(x_1, x_2, \dots, x_N)$, де x_i - незалежні величини, що безпосередньо вимірюються, мають похибки Δx_i , тоді інструментальна похибка визначається виразом [39]:

$$\Delta F = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\Delta x_i \frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2}, \quad (2.9)$$

Введемо позначення $\Phi_1=\Phi(\lambda_1, T)$, $\Phi_2=\Phi(\lambda_2, T)$. Тоді для методу спектрального відношення інструментальна похибка визначається формулою:

$$\Delta T = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial \Phi_1} \Delta \Phi_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \Phi_2} \Delta \Phi_2 \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \lambda_1} \Delta \lambda_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \lambda_2} \Delta \lambda_2 \right)^2}, \quad (2.10)$$

або з урахуванням всіх факторів які можуть впливати на похибку вираз (2.10) набуде вигляду:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Pi_w T}{C_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta \Phi_1}{\Phi_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \Phi_2}{\Phi_2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_1} \right)^2 \cdot \left(4 - \frac{C_2}{T \lambda_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2} \right)^2 \cdot \left(4 - \frac{C_2}{T \lambda_2} \right)^2}. \quad (2.11)$$

У літературі можна знайти твердження, що за достатньої монохроматичності виділення спектральних інтервалів робочі діапазони довжин хвиль визначаються набагато точніше, ніж спектральна щільність потоку фотонів, тому обмежуються оцінкою інструментальної похибки з використанням похідних лише для спектральної щільності потоку фотонів [30]:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Pi_w T}{C_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta \Phi_1}{\Phi_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \Phi_2}{\Phi_2} \right)^2} \quad (2.12)$$

Однак при грубих вимірах температури похибку у визначенні довжини хвилі слід враховувати. Так, при вимірюванні температури $T=5000\text{K}$ біхроматичним методом на довжинах хвиль $\lambda_1=0,4\text{мкм}$ $\lambda_2=1\text{мкм}$, інструментальна похибка визначення спектральної щільності потоку фотонів у 3% призведе до інструментальної похибки $\Delta T=1\%$, у той час як похибка визначення довжини хвилі 3% спричинить $\Delta T=4\%$.

З проведених розрахунків можна дійти невтішного висновку у тому, що оцінка інструментальної похибки з наближенням Вина практично допустима: у діапазоні довжин хвиль 0,4-1мкм – для температур понад 1610 К, у діапазоні

довжин хвиль 3-5мкм – для температур понад 273 К, у діапазоні довжин хвиль 8-14мкм – для температур понад 99 К.

Використання наближення Віна для оцінки інструментальної похибки при обчисленні вищих температур призводить до систематичної похибки, що занижує значення інструментальної похибки.

З проведених розрахунків видно, що оцінка інструментальної похибки наближення Віна призводить до систематичної похибки менше 3%. Вплив наближення Віна на результуюче значення інструментальної похибки незначний.

Методична похибка

Математична модель біхроматичного методу базується на використанні двох значень випромінювальної здатності $\varepsilon(\lambda_1, T)$ і $\varepsilon(\lambda_2, T)$ поверхні, що пірометрується, яка є лише наближеним описом реального об'єкта. Характеристики об'єкта, прийняті у межах моделі, свідомо від справжніх характеристик, причому їх похибка залежить від рівня адекватності моделі реальному процесу.

Такі помилки у пірометрії відносять до розряду методичних похибок [40]. Методичну похибку умовних температур у пірометрії прийнято характеризувати різницею зворотних значень умовних температур та значень термодинамічних температур. Вона відповідає похибці визначення температури використовуваним методом припущення абсолютної точності вимірювальних пристроїв, за допомогою яких проводився експеримент [30]:

$$\delta T = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_e}, \quad (2.13)$$

де T_e – значення температури, отримане біхроматичним методом (методом спектрального відношення) під час проведення вимірювань на довжинах хвиль λ_1 та λ_2 . У традиційній пірометрії температуру T_e прийнято називати колірною температурою.

У загальному випадку методична похибка біхроматичного методу розраховується виходячи з рівняння, що зв'язує колірну та термодинамічну температуру:

$$\delta T_e = \frac{1}{C_2} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \left[\frac{\varepsilon(\lambda_1, T) (-\exp(-C_2/\lambda_1 T_e)) (-\exp(-C_2/\lambda_2 T))}{\varepsilon(\lambda_2, T) (-\exp(-C_2/\lambda_2 T_e)) (-\exp(-C_2/\lambda_1 T_e))} \right], \quad (2.14)$$

В області Віна, де виконується умова $(-\exp(-C_2/\lambda_2 T)) \ll 1$, рівність (2.14) перетворюється на вигляд:

$$\delta T_e = \frac{P_w}{C_2} \ln \left[\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \right], \quad (2.15)$$

Рівняння (2.15) наводиться у літературі як вираз для обчислення методичної похибки визначення колірної температури.

З проведених розрахунків можна дійти невтішного висновку у тому, що оцінка методичної похибки з наближенням Віна практично допустима: у діапазоні довжин хвиль $0,4 \div 1 \mu\text{м}$ – для температур менше 2140 К, у діапазоні довжин хвиль $3 \div 5 \mu\text{м}$ – для температур менше 343 К, у діапазоні довжин хвиль $8 \div 14 \mu\text{м}$ – для температур менше 123 К.

Використання наближення Віна для оцінки методичної похибки при обчисленні вищих температур призводить до систематичної похибки, що завищує значення методичної похибки. При цьому оцінка методичної похибки у наближенні Віна призводить до систематичної похибки, величина якої може досягати більше 10%, що говорить про необхідність оцінки методичної похибки у загальному вигляді.

2.3 Метод мінімізації похибки визначення температури

2.3.1. Моделі спектрального розподілу коефіцієнтів випромінювання тіл

Як показує аналіз досліджень термометрії «зabarвлених» тіл, для яких коефіцієнт випромінювання не є постійною величиною, проблема вимірювання температури за відсутності даних про коефіцієнт випромінювання поверхні залишається вкрай актуальною [15]. Для того, щоб наблизитися до вирішення цієї проблеми, можна здійснювати спроби моделювання коефіцієнта

випромінювання різними математичними функціями з використанням таких параметрів як коефіцієнт кореляції [25] та сума квадратів різниць [30] для оцінки ефективності використання цих функцій. Виходячи з фізичного сенсу рівняння (1.3) спектр реального тіла відмінний від спектра випромінювання абсолютно чорного тіла, але в основі спектральної кривої лежить рівняння Планка (1.2), із спектральною залежністю коефіцієнта випромінювання $\varepsilon(\lambda, T)$. У зв'язку з цим в основу методу, який пропонується, був покладений пошук кореляційного зв'язку між експериментально отриманим спектральним розподілом теплового випромінювання від об'єкта і ізотермами Планка для різних температур.

Перше наближення для визначення температури

Вихідними даними для розрахунків служить експериментально отриманий масив довжин хвиль і відповідний йому розподіл спектральної щільності потоку фотонів $\Phi_{\text{EXP}}(\lambda)$ (при використанні фотонних приймачів випромінювання) З метою знаходження першого наближення спочатку для кожної пари значень $\Phi_J(\lambda_J)$ і $\Phi_K(\lambda_K)$ масиву $\Phi_{\text{EXP}}(\lambda)$ визначимо температуру, скориставшись поліхроматичним методом, описаним вище. В результаті отримаємо значення першого наближення температури T_1 . Після цього побудуємо розподіл спектральної щільності потоку фотонів $\Phi_1(\lambda)$ для температури T_1 відповідно до рівняння Планка (1.2). Нарешті, візьмемо поелементне відношення експериментально отриманого масиву $\Phi_{\text{EXP}}(\lambda)$ та розрахункового масиву $\Phi_1(\lambda)$. В результаті отримаємо масив спектрального розподілу коефіцієнта випромінювання $\varepsilon_1(\lambda, T_1)$, яке будемо використовувати як перше наближення при моделюванні.

При використанні статистичної обробки матриці температур T_{JK} для сірих тіл, або для тіл, значення спектрального коефіцієнта випромінювання яких на кінцях зареєстрованого спектрального діапазону $\varepsilon(\lambda_1, T)$ і $\varepsilon(\lambda_2, T)$ збігається, похибка визначення температури невелика, навіть якщо всередині досліджуваного діапазону спектральний коефіцієнт випромінювання змінюється (відбувається компенсація ділянок, що мають різний кут нахилу).

Як пояснення на рис. 2.3 показаний приклад розподілу спектрального коефіцієнта випромінювання, для якого можна обмежитися першим наближенням температури та спектрального коефіцієнта випромінювання без проведення подальшого моделювання $\varepsilon(\lambda, T)$. Методична похибка (2.14) тут компенсується на куполоподібних інтервалах I-IV, тому температура буде близькою до температури об'єкта з $\varepsilon(\lambda, T) = \text{const}$. Разом з тим, оскільки для біхроматичного методу потрібні не абсолютні значення коефіцієнтів випромінювання на двох довжинах хвиль, а величина їх відношення, то при визначенні температури повинна нівелюватися методична помилка, обумовлена $\varepsilon(\lambda, T) < 1$, а також ослабленням теплового випромінювання під час проходження крізь атмосферу.

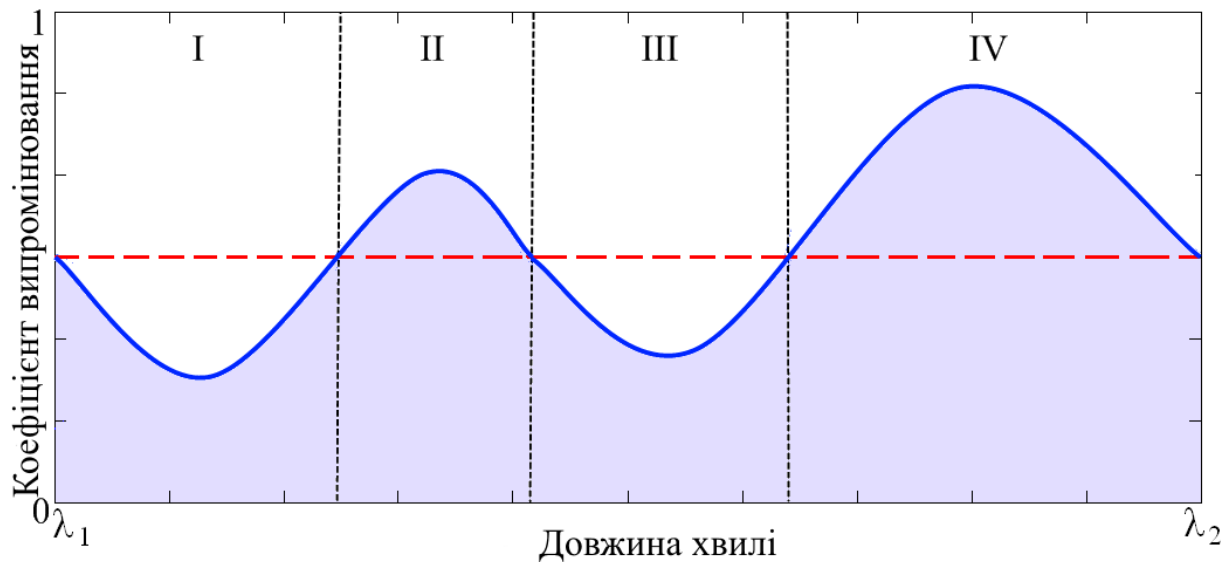


Рисунок 2.3 – Приклад розподілу спектрального коефіцієнта випромінювання

Проте, що більше різниця значень коефіцієнта випромінювання на межах, то далі перше наближення від термодинамічного значення температури.

Як модифікацію першого наближення було вирішено використати «метод дотичних ізотерм Планка» (далі – метод дотичних). В основі методу лежить визначення коефіцієнта випромінювання реального об'єкта як величини меншої одиниці на всьому діапазоні довжин хвиль. До спектра власного випромінювання реального тіла «приміряють» різні ізотерми Планка, для яких $\varepsilon(\lambda) = 1$. Найближчим до справжньої температури виявиться та ізотерма, яка стосується експериментального розподілу зверху. Аналітичним аналогом

даного графічного методу є обчислення яскравості температури для всіх значень експериментального масиву $\Phi_{\text{EXP}}(\lambda)$ з подальшим прийняттям найбільшого з отриманих значень температури за перше наближення.

Графічна ілюстрація методу дотичних наведена на рис.2.4:

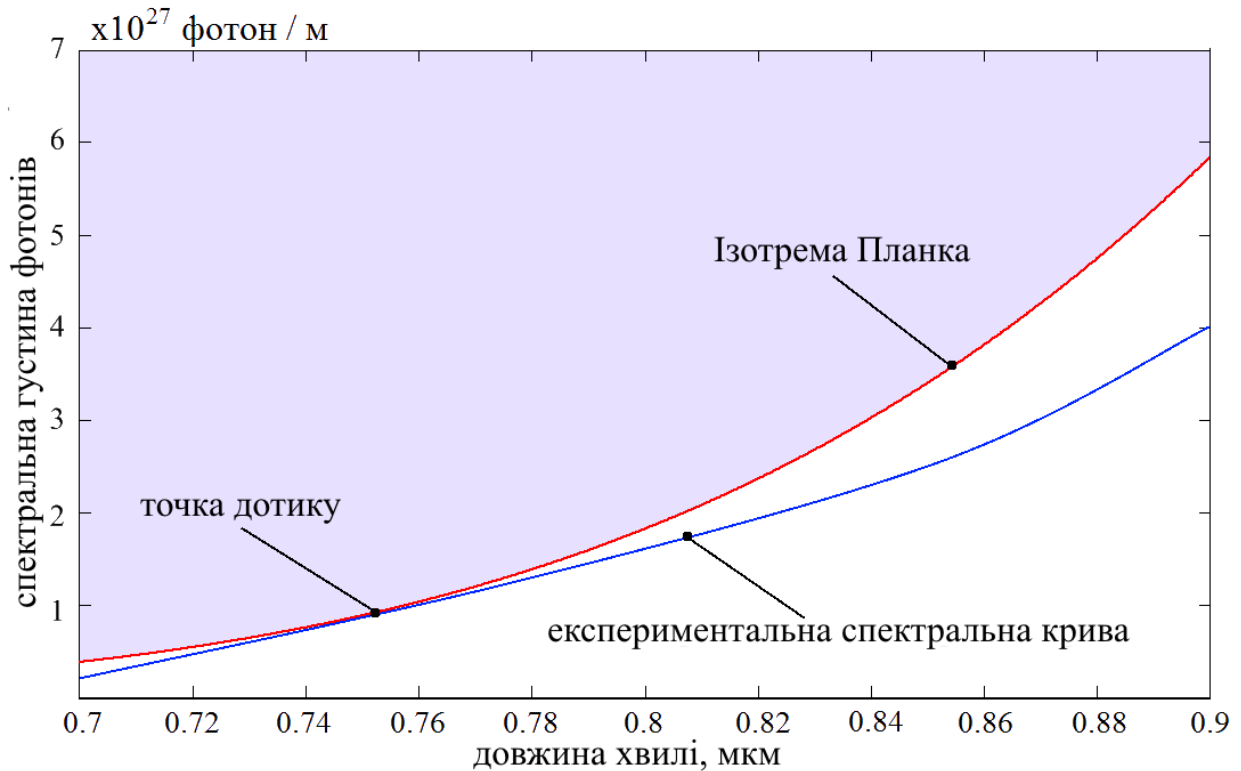


Рисунок 2.4 – Графічна ілюстрація методу дотичних

Відштовхуючись від результатів поліхроматичного методу і «приміряючи» ізотерму Планка на спектральну експериментальну залежність, можна значно зменшити відхилення у визначенні першого наближення температури для тіл з монотонною залежністю коефіцієнта випромінювання. Температуру, визначену за методом дотичних, надалі використовуватимемо як перше наближення для кореляційних методів.

Моделювання спектрального коефіцієнта випромінювання.

У загальному випадку функція $\varepsilon(\lambda)$ може бути різною, але її можна моделювати різними математичними функціями наприклад експоненціальною, лінійною або іншими. Відповідно можемо експериментальний спектр $\Phi_{\text{EXP}}(\lambda)$ до ізотерми Планка $\Phi(\lambda)$ та визначати температуру методами класичної пірометрії. Пошук моделі $\varepsilon(\lambda)$ можна розбити на два етапи:

1. Визначення математичної моделі $\varepsilon(\lambda)$ (функції $f(\lambda)$);

2. Визначення критерію відповідності $f(\lambda)$ реальної залежності $\varepsilon(\lambda)$.

Як математичну модель для досліджень було обрано три функціональні залежності $f(\lambda)$:

1. Лінійна залежність. Найбільш наочна та легко реалізована. Вигляд цієї функції:

$$f(\lambda) = a + b \cdot \lambda, \quad (2.16)$$

де a і b - коефіцієнти, що визначають постійне зміщення і кут нахилу прямої.

Пошук коефіцієнтів відбувається у кілька етапів. Спочатку при умовно заданому a (в діапазоні 0-1) знаходиться коефіцієнт b . Потім за знайденим b перераховується коефіцієнт a . Далі визначається проміжна температура для заданих a і b .

Ітерації закінчуються тоді, коли температура цієї ітерації більша на один градус від значення температури, отриманого на попередній ітерації. Після цього кінцеві значення a і b запам'ятовуються, а експериментальна крива відновлюється з урахуванням знайденої функції $f(\lambda)$, що моделюється.

2. Степенева залежність. Характерна для моделювання $\varepsilon(\lambda)$ пофарбованих тіл, що мають у досліджуваному діапазоні довжин хвиль монотонний спад залежності спектрального коефіцієнта випромінювання. Загальний вид залежності:

$$f(\lambda) = a \cdot \lambda^{-b}, \quad (2.17)$$

де a - коефіцієнт, що визначає початкове значення функції, b - коефіцієнт, що визначає показник степеня.

Алгоритм знаходження коефіцієнтів аналогічний вищеописаному: спочатку при заданому a визначається показник степеня b , потім при знайденому b уточнюється значення a .

3. Експоненційна залежність. Ця залежність приваблює своїм узагальнюючим характером. При негативному значенні показника степеня вона стає статичною, а при вкрай малому значенні показника степеня стає схожою на прямолінійну залежність:

$$f(\lambda) = a \cdot \exp(-b\lambda), \quad (2.18)$$

де a – коефіцієнт, що визначає початкове значення функції, b – коефіцієнт, що визначає крутизну експоненціальної кривої.

Алгоритм визначення цих коефіцієнтів аналогічний двом попереднім.

Після визначення моделей $f(\lambda)$ необхідно визначити критерій відповідності $f(\lambda)$ реальної залежності $\varepsilon(\lambda)$. Цей параметр необхідний після того, як експериментальна крива була відновлена і починається її порівняння з ізотермами Планка для різних температур.

Як такий параметр може використовуватися коефіцієнт кореляції [31] між відновленою експериментальною кривою та ізотермою Планка. Відновлена експериментальна крива виходить як відношення вихідної експериментальної кривої сигналу та функції $f(\lambda)$, що моделює спектральну залежність коефіцієнта випромінювання, тобто $\varepsilon(\lambda)$.

Як вихідна функція для моделювання була обрана лінійна залежність виду (2.15). В цьому випадку для кожного значення спектральної щільності фотонів відновленої кривої перерахунок ведеться за формулою:

$$\Phi_m(\lambda) = \Phi_{exp}(\lambda_i) / \left[a - b \frac{\lambda_{max} - \lambda_i}{\lambda_{max} - \lambda_{min}} \right], \quad (2.19)$$

де Φ_{exp} – експериментальне значення спектральної щільності потоку фотонів, а i і b – змінні коефіцієнти, $(\lambda_{min} - \lambda_{max})$ – діапазон довжин хвиль, у якому визначено експериментальна крива, λ_i – поточна довжина хвилі.

Кореляційна функція виходить як функція максимумів коефіцієнтів кореляції при різних значеннях параметрів a і b моделюючої функції $f(\lambda)$ у виразі (2.15). Температура, що відповідає максимуму кореляційної функції за даними a і b , вважається найбільш ймовірною. Пов'язана з цією температурою похила пряма найкраще моделює спектральний коефіцієнт випромінювання.

Спочатку для перевірки працездатності методу кореляційної функції (далі - МКФ) було взято модель, яка отримана спотворенням функції Планка прямої з різними кутами нахилу α (рис.2.5). Монотонна функція, що моделює

спектральний коефіцієнт випромінювання і приходить до нього під різними кутами.

Графічна ілюстрація спектральних кривих досліджуваних моделей представлена малюнки 2.6, 2.8. Розрахунок був проведений для температури 1200 К. На рисунках 2.7, 2.9 відображено результати визначення температури методом кореляційної функції. Також для порівняння наведено результати визначення температури за допомогою коефіцієнта кореляції між невідновленою експериментальною залежністю та ізотермами Планка.

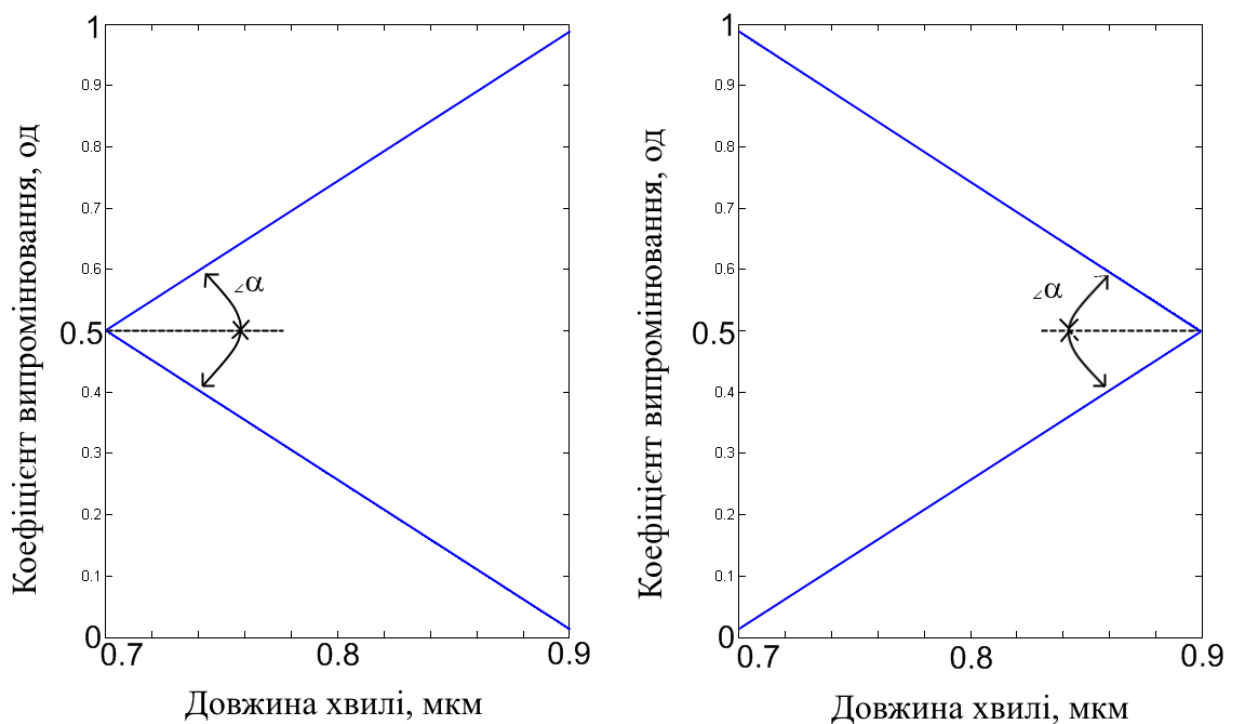


Рисунок 2.5 – Моделі спектральних кривих коефіцієнта випромінювання

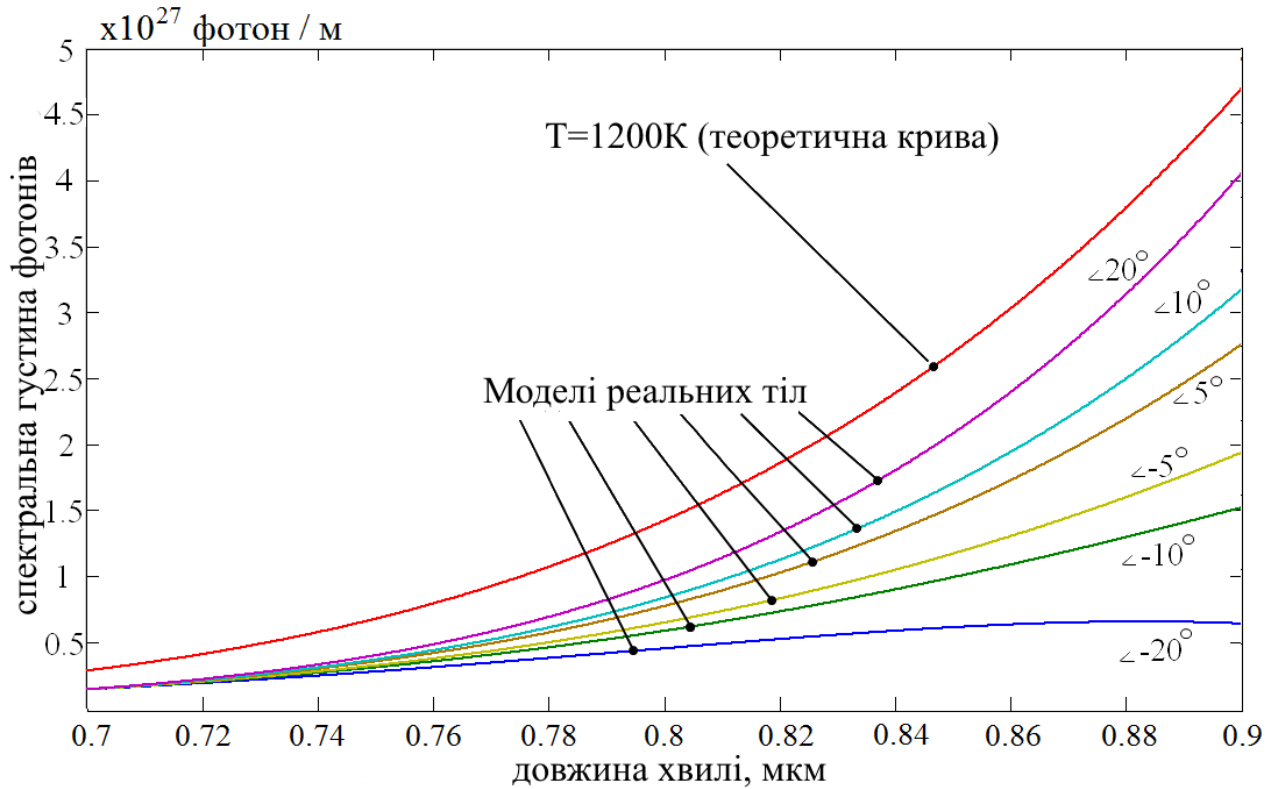


Рисунок 2.6 – Моделювання реальних тіл з коефіцієнтами випромінювання у вигляді ліній, що виходять із рівня 0,5 під різними кутами

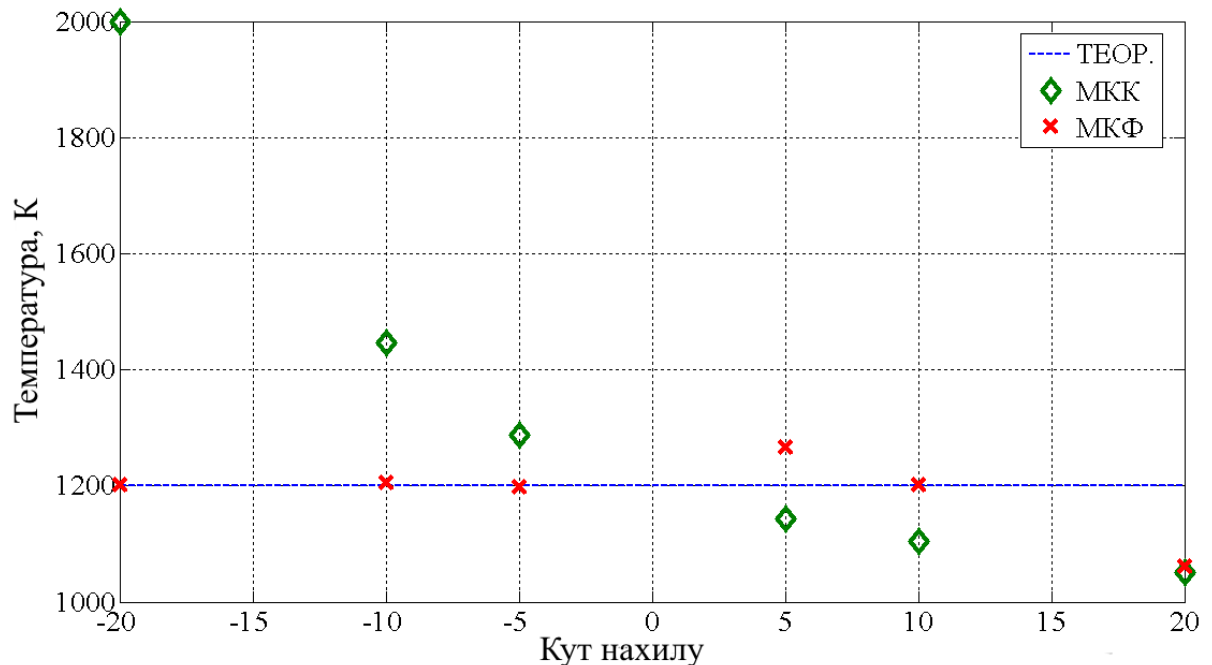


Рисунок 2.7 – Результати розрахунку температури для моделі $\epsilon(\lambda)$ у вигляді прямої, що виходить з рівня 0,5 під різними кутами

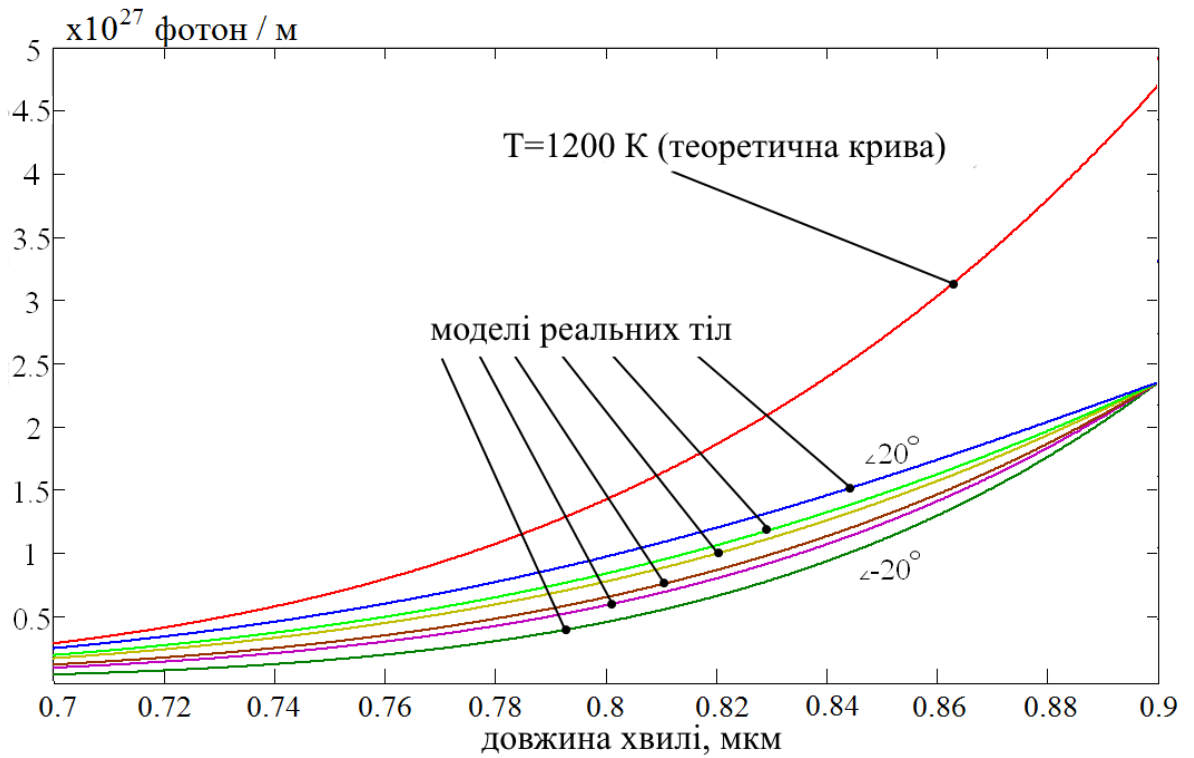


Рисунок 2.8 – Моделювання реальних тіл з коефіцієнтами випромінювання у вигляді ліній, що приходять до рівня 0,5 під різними кутами.

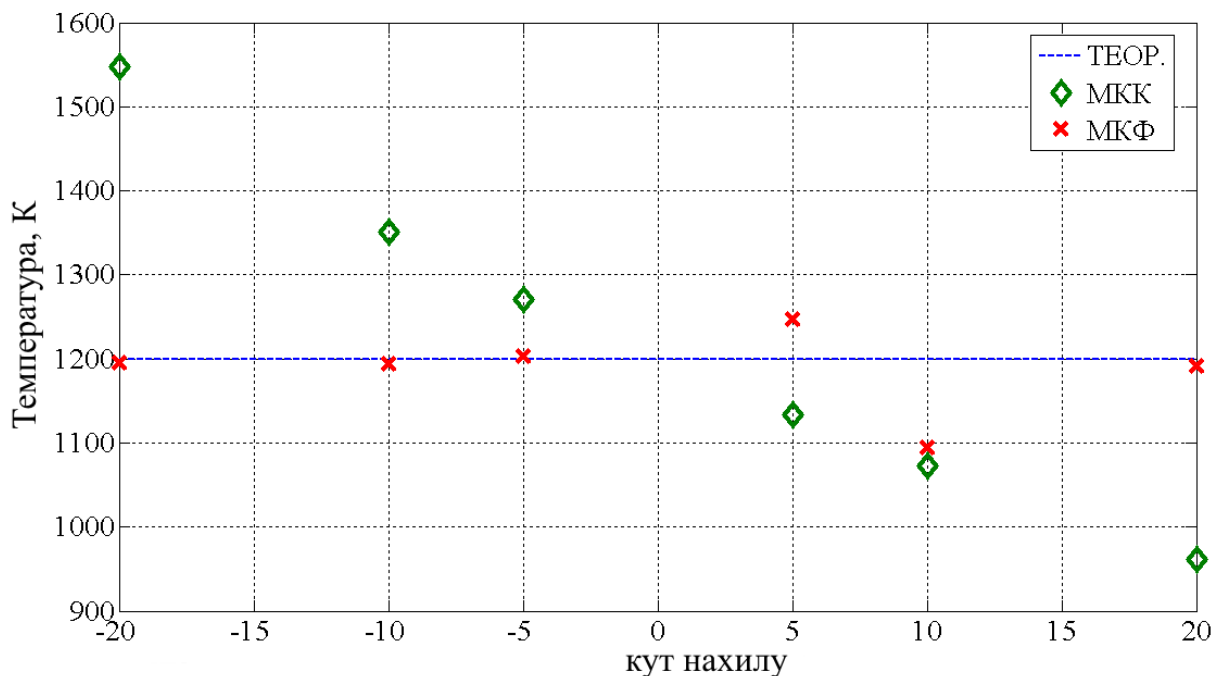


Рисунок 2.9 – Результати розрахунку температури для моделі $\varepsilon(\lambda)$ у вигляді прямої, що приходить до рівня 0,5 під різними кутами.

Результати обчислень даних моделей реальних тіл показали, що метод кореляційної функції загалом справляється з визначенням температури тіл і знаходженням форми спектрального коефіцієнта випромінювання. Однак результати застосування даного методу для реального тіла (експеримент з абсолютно чорним тілом і фільтром) говорять про зворотне. Недоліком методу також є великі часові витрати, необхідні для знаходження кореляційної функції по максимумам коефіцієнтів кореляції кожної з відновлених експериментальних кривих.

Альтернативним критерієм відповідності $f(\lambda)$ реальній залежності $\varepsilon(\lambda)$ є значення суми квадратів різниць, що використовується в математиці під час методу найменших квадратів. У математичному моделюванні даний метод застосовується, як правило, для оцінки невідомих величин за результатами вимірювань та наближеного представлення заданої функції більш простими функціями. За допомогою методу найменших квадратів можна апроксимувати експериментальний спектр, але тоді потрібен алгоритм знаходження температури по отриманій апроксимованій функції, яка отримана.

Так як в основі всіх методів пірометрії лежить закон Планка, можна модифікувати метод найменших квадратів, вибравши як апроксимуючу функцію ізотерму Планка. Тоді ймовірна температура визначається за відповідною до експерименту кривою, а критерієм відповідності є найменша сума квадратів різниць між теоретичними та експериментальними значеннями спектральної щільності потоку фотонів при відповідних довжинах хвиль.

Для перевірки працездатності запропонованого методу найменших квадратів для різних видів функцій, що моделюють спектральний коефіцієнт випромінювання, можна використовувемо імітатор реального тіла (абсолютно чорне тіло та фільтр) при 1200К.

При моделюванні спектрального коефіцієнта випромінювання лінійною функцією виду (3.1) можна отримати відновлений спектральний розподіл $\Phi(\lambda, T)$. Для порівняння ефективності використання досліджених методів було проведено експеримент на імітаторі реального тіла, що складається з абсолютно чорного тіла та фільтру. Температура під час експерименту змінювалася в

діапазоні 1200-1300К з інтервалом 20К. Результати зведено до таблиці 2.1. У таблиці, що відображає результати обчислень, представлена найімовірніша температура в кожному з використаних методів, і навіть відносна похибка результатів визначення температури.

Таблиця 2.1 – Результати визначення температури

Справжня температура, К	1200	1220	1240	1260	1280	1300
Температура першого наближення	1127	1147	1165	1182	1200	1210
відносна похибка $\Delta T/T$	6%	6%	6%	6%	6%	6%
Метод найменших квадратів зі степеневою моделлю $f(\lambda)$	1629	1698	1692	1637	1750	1749
відносна похибка $\Delta T/T$	36%	36%	36%	29%	36%	36%
Метод найменших квадратів зі експоненційною моделлю $f(\lambda)$	1165	1173	1203	1231	1239	1268
відносна похибка $\Delta T/T$	3%	3%	3%	2%	3%	3%

Розрахунок дозволяє зробити висновок, що критерій мінімальної суми квадратів різниць чутливіший до зміни температури, ніж критерій коефіцієнта кореляції.

Аналізуючи результати, можна зробити висновок, що якщо немає відомостей ні про коефіцієнт $\varepsilon(\lambda)$, ні про характер його зміни (загальний та найскладніший випадок), для зменшення методичної похибки перед визначенням температури класичними методами пірометрії з використанням статистики слід відновити експериментально отриманий розподіл $\Phi(\lambda, T)$ математичними методами. В якості такого методу добре підходить модифікований метод найменших квадратів, в ході якого ефективно проводити моделювання коефіцієнта випромінювання експоненційною або лінійною функцією $f(\lambda)$. Дані моделюючі функції дозволяють скоригувати форму $\varepsilon(\lambda)$ та зменшити методичну похибку при подальшому визначенні температури за допомогою поліхроматичного методу.

2.3.2 Еквівалентна довжина хвилі та її вплив на похибку

Виходячи із співвідношення для інструментальної похибки визначення температури без наближення Вина (2.12), мінімізація похибки може здійснюватися як шляхом зменшення значень $\Delta\lambda$ і $\Delta\Phi$, так і шляхом зниження (2.15). Зниження значення Π_w досягається шляхом рознесення довжин хвиль реєстрації випромінювання λ_j і λ_k . Слід звернути увагу, що у разі реєстрації матричним приймачем випромінювання та використання поліхроматичного методу це призведе до зменшення розміру масивів λ і Φ , що використовуються для аналізу.

Перед проведенням розрахунків з метою оцінки впливу Π_w визначимося з критеріями оцінки інструментальної похибки ΔT для поліхроматичного методу. Одним з можливих варіантів є обчислення інструментальної похибки (2.12) для кожної пари (Φ_j, λ_j) і (Φ_k, λ_k) з подальшим формуванням матриці інструментальних похибок ΔT_{jk} , побудовою гістограми та знаходженням максимального значення, яке і буде обрано за ймовірну інструментальну похибку. Іншим варіантом є оцінка інструментальної помилки, виходячи з гістограми матриці температур T_{jk} .

Як дані для оцінки впливу Π_w на ΔT та порівняльного аналізу критеріїв ймовірної інструментальної похибки ΔT і середньоквадратичного відхилення, було обрано спектр АЧТ при температурі $T=2000\text{K}$ з додаванням білого шуму. Із загальної кількості значень спектральної щільності потоку фотонів формуються нові масиви, кожен із яких відповідає певному значенню еквівалентної довжини хвилі Π_w . За допомогою поліхроматичного методу при різних значеннях одержуємо матриці температур T_{jk} , будуємо їх гістограми і застосовуємо апроксимацію до них за допомогою нормального закону розподілу.

У результаті для різних матриць температур T_{jk} отримуємо сімейство нормальних розподілів, відповідних різним значенням еквівалентної довжини хвилі (рис. 2.10). Як видно з рисунка, зі зменшенням значення величини Π_w

зменшується і величина відхилення, обраного з метою оцінки інструментальної похибки.

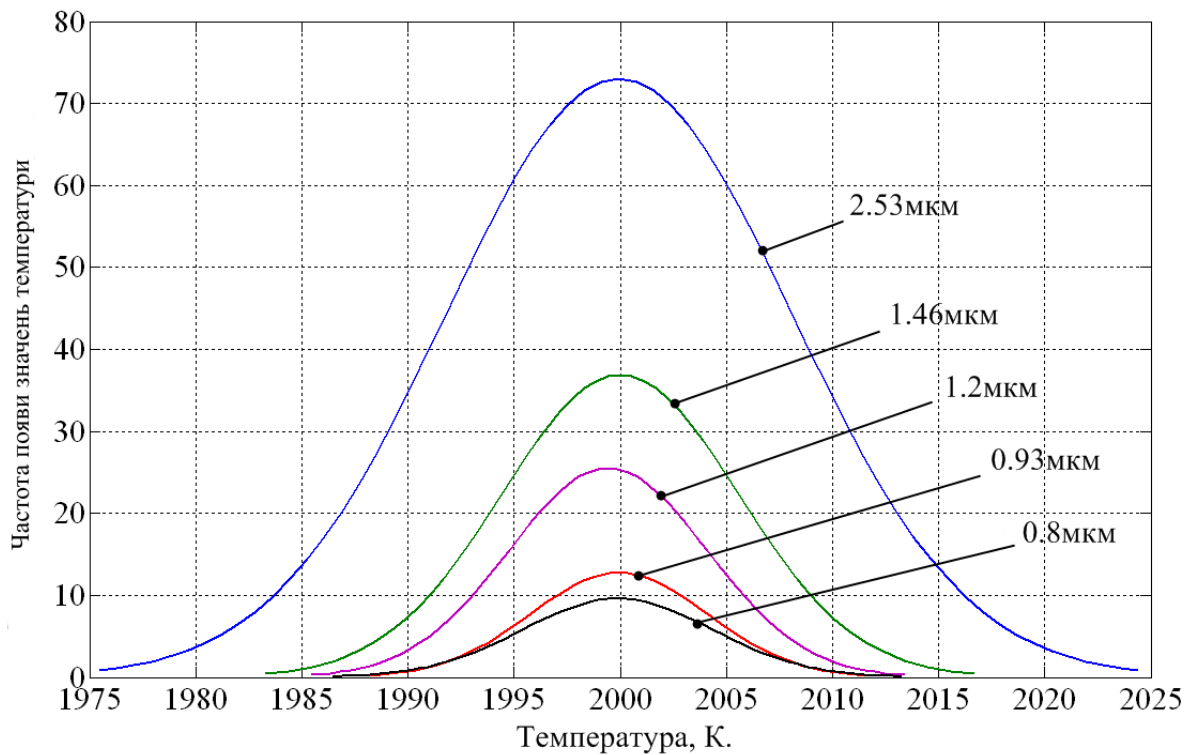


Рисунок 2.10 – Температурні гістограми для різних значень еквівалентної довжини хвилі λ_w .

Крім залежностей статистично отриманої інструментальної похибки та величини середньоквадратичного відхилення від значення λ_w на рис.3.7 наведено кількість аналізованих пар. Це еквівалентно відповідно до кількості використовуваних значень інструментальної похибки або значень температури при побудові гістограм.

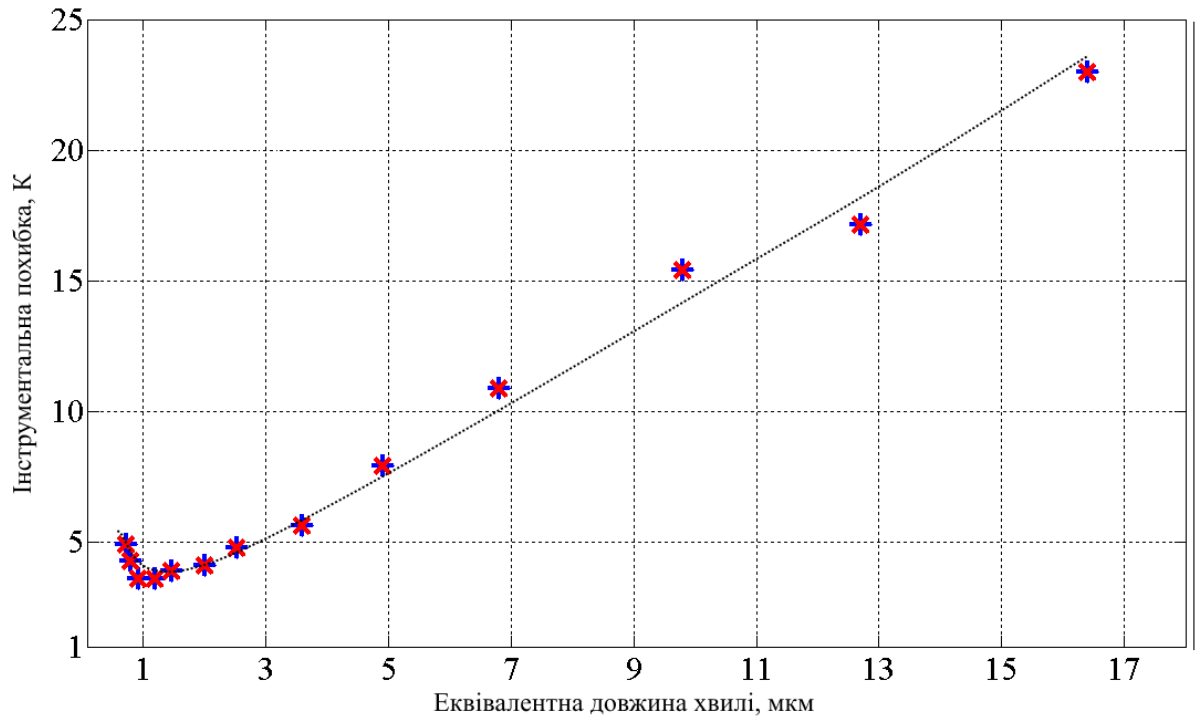


Рисунок 2.11 – Залежність статистично одержуваної інструментальної похибки від значення еквівалентної довжини хвилі для поліхроматичного методу.

3. МЕТОД АНАЛІЗУ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЕФІЦІЄНТА ВИПРОМІНЮВАННЯ ОБ'ЄКТІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ДАНИХ ПРО СПЕКТР ВЛАСНОГО ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

3.1 Метод аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів

Теоретичну основу запропонованого методу становить вивід з рівняння теплового випромінювання для реальних об'єктів (1.3), розглянуте вище. Коефіцієнт випромінювання $\varepsilon(\lambda, T)$, що є в ньому, є спектральною характеристикою об'єкта і може бути використаний при його аналізі. Вище було запропоновано метод, що дозволяє визначати ймовірну термодинамічну температуру невідомого об'єкта, після чого також може бути визначений ймовірний розподіл $\varepsilon(\lambda, T)$. Таким чином, поліхроматичний метод визначення температури без наближення Віна є першим етапом методу аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єкта за спектром теплового випромінювання.

Одже перший етап: вихідними даними є спектральний розподіл $\Phi(\lambda, T)$, що реєструється в широкому діапазоні довжин хвиль за допомогою оптичної системи, що включає дифракційну решітку, що розкладає потік теплового випромінювання в спектр, та реєструючий елемент, чутливий до даного діапазону довжин хвиль.

На початку розв'язання задачі визначення розподілу $\varepsilon(\lambda)$ відбувається його моделювання лінійною функцією виду (2.15). У ході моделювання коефіцієнти a та b підбираються таким чином, щоб виконувалася умова (2.16). Тоді при відновленні експериментального розподілу спектральної щільності потоку фотонів реального тіла $\Phi(\lambda, T)$ функцією $f(\lambda)$ воно набуває вигляду, близького до розподілу спектральної щільності потоку фотонів від абсолютно чорного тіла $\Phi_0(\lambda, T)$.

Далі з кожної пари значень масиву $\Phi(\lambda, T)$ з допомогою поліхроматичного методу без наближення Віна визначається значення температури. В результаті формується масив значень температур, з якого отримуємо найбільш ймовірне

значення температури T , як математичне очікування апроксимуючого масиву нормального розподілу.

Знаючи значення ймовірної температури T , для даного експериментального розподілу $\Phi(\lambda, T)$ з (1.3) отримуємо ймовірний розподіл $\varepsilon_i(\lambda)$. Наприкінці першого етапу, виходячи з розподілу $\varepsilon_i(\lambda)$, приймається рішення про подальшу можливість використання методу аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання [27]: за наявності у розподілі значень від одиниці і більше, робиться висновок про можливу наявність у вихідному спектрі складових нерівноважного випромінювання або фонового засвічення. У такому разі використання методу призведе до помилки.

На другому етапі методу відбувається аналіз спектрального коефіцієнта випромінювання об'єкта із застосуванням засобів диференціального аналізу [28]. Отриманий масив $\varepsilon(\lambda, T)$ апроксимується поліноміальною функцією.

Так як абсолютні значення спектрального коефіцієнта випромінювання, залежать від точності ймовірного визначення температури випромінюючого об'єкта, використовувати їх як характерні ознаки не коректно. У цьому випадку зміна абсолютних значень $F(\lambda)$ не впливає на підсумкове значення. Також як характерні ознаки можуть виступати «точки перегину» - точки переходу через нуль другої похідної від полінома $F(\lambda)$.

Далі одержані масиви характерних точок порівнюються з базою даних теплових сигнатур різних об'єктів. На підставі найбільшого збігу характерних точок можна говорити про характер поверхні об'єкта, що досліджується. При цьому, залежно від характеру вихідного розподілу $\varepsilon(\lambda, T)$, аналіз проводиться з використанням певної бази даних, характерної для даного типу об'єктів.

Алгоритм методу можна представити наступним чином:

- моделювання функції $\varepsilon(\lambda)$ за допомогою лінійної функції $f(\lambda)$ для усунення монотонної складової та коригування форми зареєстрованого спектру до моделі «сірого тіла»;

- визначення за скоригованим спектром ймовірної температури T випромінює тепловий спектр об'єкта поліхроматичним методом, що використовує в своїй основі рівняння Планка;

- визначення спектрального коефіцієнта випромінювання $\varepsilon(\lambda, T)$ об'єкта; – формування полінома $F(\lambda)$ на базі певної спектральної характеристики $\varepsilon(\lambda, T)$;
- подвійне диференціювання та виявлення характерних точок першої та другої похідних поліноміальної функції;
- пошук найбільш ймовірного типу об'єктів за базою даних теплових сигнатур 1 типу (характерні точки 1-ї похідної) та теплових сигнатур 2 типу (характерні точки 2-ї похідної).

3.2 Експерименти дослідження спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів за спектром теплового випромінювання

При реєстрації спектру власного теплового випромінювання об'єктів необхідно враховувати спектральну прозорість атмосфери, яка залежить від метеорологічних умов та географічного розташування місцевості. Як приклад на рис.3.1 наведено характеристику пропускання атмосфери при хорошій видимості [29, 30].

Виходячи з характеристик пропускання атмосфери, розробка оптико-електронних систем (далі – ОЕС) для реєстрації спектру теплового випромінювання об'єкта є доцільною в областях прозорості для інфрачервоного випромінювання: 3-5мкм (середній ІЧ-діапазон) та 8-14мкм (далекій ІЧ-діапазон).

Для реєстрації спектру власного теплового випромінювання запропоновано використовувати принципову схему, зображену на рис.3.2.

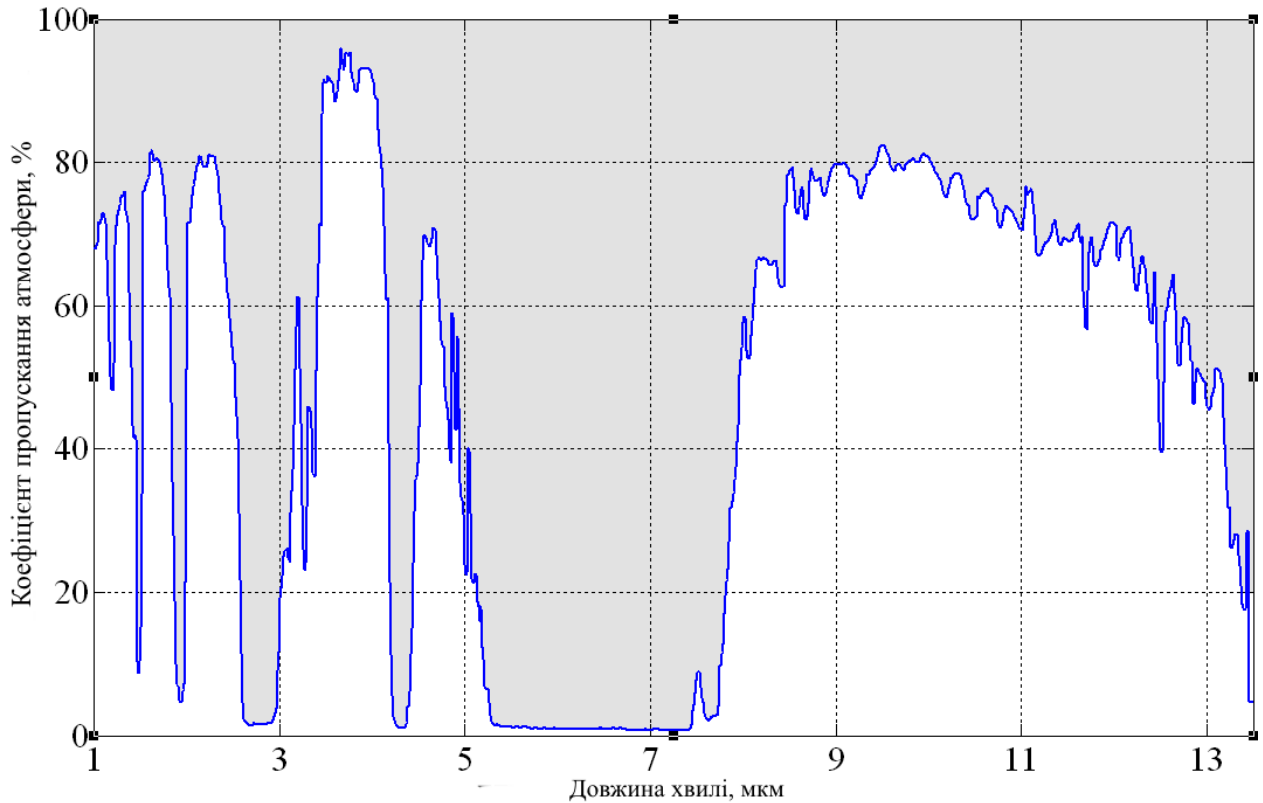


Рисунок 3.1 – Пропускання атмосфери на відстані приблизно 5 км при хорошій видимості

Випромінювання від об'єкта потрапляє на оптичну систему, що складається з дифракційної решітки та лінз для фокусування. Після розкладання спектр випромінювання проходить на реєстратор спектру.

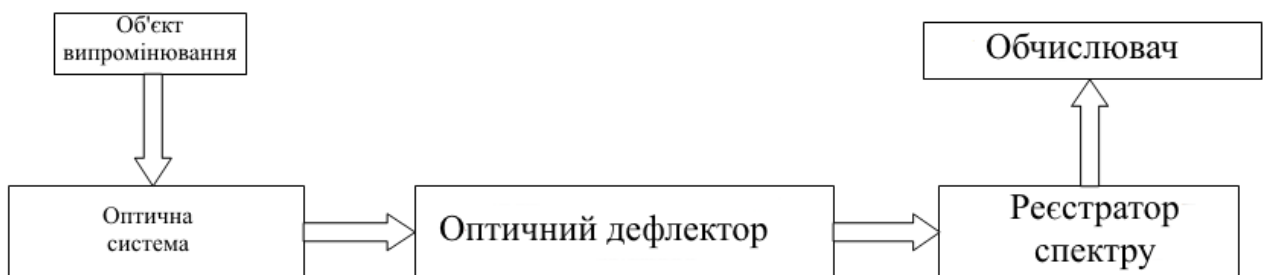


Рисунок 3.2 – Принципова схема реєстрації діапазону теплового випромінювання

Як реєстратор спектру в різних діапазонах випромінювання використовувалися наступні приймачі: – одноелементний приймач, що охолоджується, з механічною системою розгортки в середньому ІЧ-діапазоні;

– мікроболометрична матриця у далекому ІЧ-діапазоні.

Обробка спектра на комп'ютері проводиться у програмному пакеті MATLAB, а також його додатках Simulink: Statistic Toolbox та Curve Fitting Toolbox. У ході обробки проводиться відновлення теплового спектру, зареєстрованого від об'єкта, що досліджується, з урахуванням апаратної функції, отриманої при калібруванні експериментальної установки. Далі проводиться знаходження ймовірної температури, що відповідає відновленому тепловому спектру. При виміряному значенні можливої температури, яка явно перевищує температуру об'єкта, що досліджується, робиться висновок про те, що зафіксований тепловий спектр - відбитий. Якщо ж порядок величини знайденої можливої температури збігається з порядком величини температури досліджуваного об'єкта, робиться висновок у тому, що зафіксований тепловий діапазон – власний, і далі визначається розподіл спектрального коефіцієнта випромінювання.

Після знаходження спектрального розподілу, що характеризує об'єкт, який досліджується, відбувається його поліноміальна інтерполяція з подальшим диференціальним аналізом. Виявлені під час аналізу спектральні ознаки (сигнатури) дозволяють дати характеристику об'єкта.

Експерименти у середньому інфрачервоному діапазоні.

Схема експериментальної установки ОЕС для швидкої реєстрації спектра в середньому інфрачервоному діапазоні зображена на рис.3.3. Установка включає:

- Об'єкт і діафрагму для формування потоку теплового випромінювання;
- Відбивну дифракційну решітку, 150штрихів/мм.;
- ІЧ камеру IRTIS 2000С для реєстрації теплового спектру;
- ETHERNET-кабель;
- Портативний комп'ютер для опрацювання отриманого спектру.
- Вузькосмугові ІЧ фільтри та модель АЧТ для калібрування.

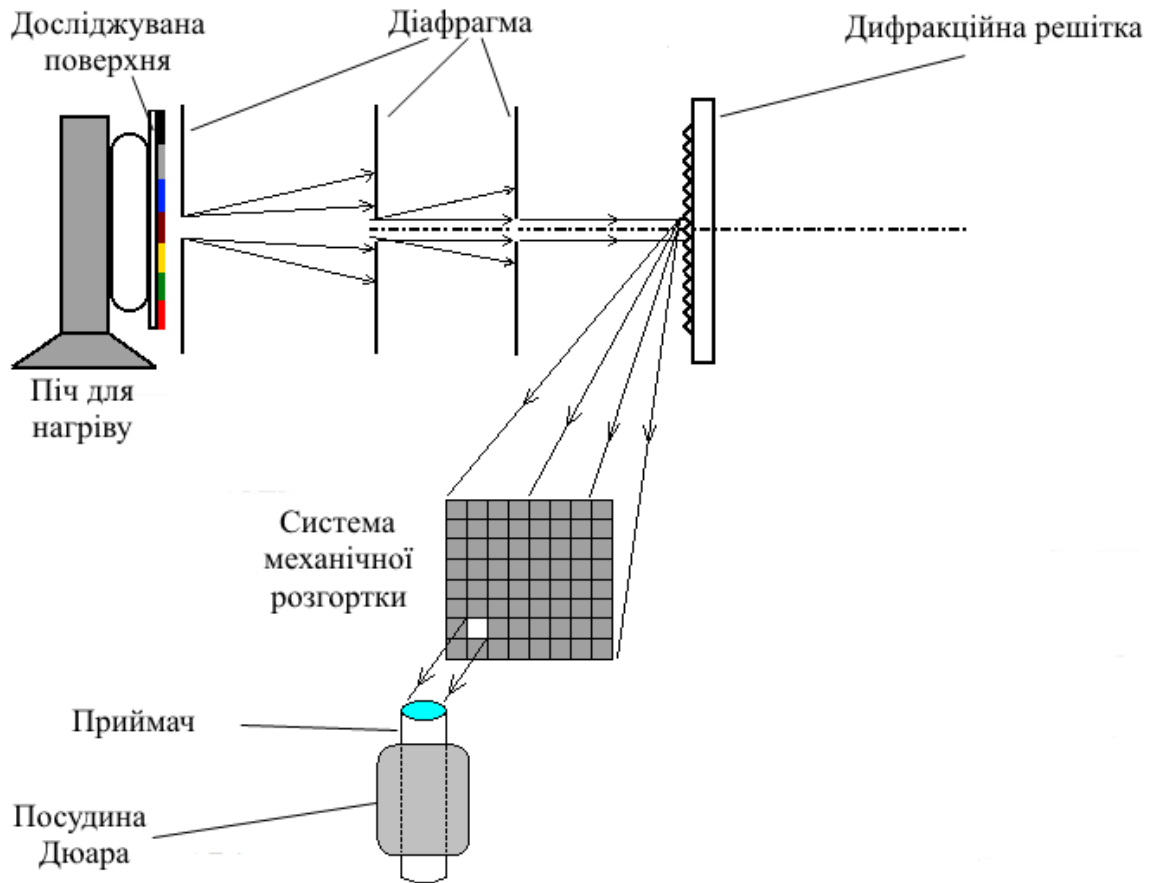


Рисунок 3.3 – Схема експериментальної установки для швидкої реєстрації спектру в інфрачервоному діапазоні

Як модель реальних об'єктів використовувалася алюмінієва пластина, покрита пентафталевими фарбами різних кольорів. Подібні типи фарб застосовуються для фарбування металевих поверхонь, зокрема деяких моделей літальних апаратів. Алюмінієву пластину закріплено на електричній плитці.

Як реєстратор спектру використовувалася ІЧ камера IRTIS 2000С. Камера включає механічну систему горизонтальної і вертикальної розгортки, одноелементний ІЧ приймач на базі антимоніду індія (InSb), поміщений в посудину Дюара з азотним охолодженням. Спектральний діапазон камери чутливості становить 3-5мкм.

При реєстрації інтегрального теплового випромінювання від об'єкта в середньому інфрачервоному діапазоні різниця між пентафталевими фарбами різних кольорів, нанесеними на алюмінієву пластину, незначна.

За допомогою експериментальної установки, зображеної на рис.3.3, в діапазоні довжин хвиль 3,6-5,2мкм проводилася реєстрація спектрів теплового випромінювання від алюмінію, покритого фарбами пентафталевими різного кольору. Зареєстровані камерою спектри теплового випромінювання відображені на рис.3.4. Тут колір спектру відповідає кольору пентафталевої фарби, що візуально сприймається людським оком.

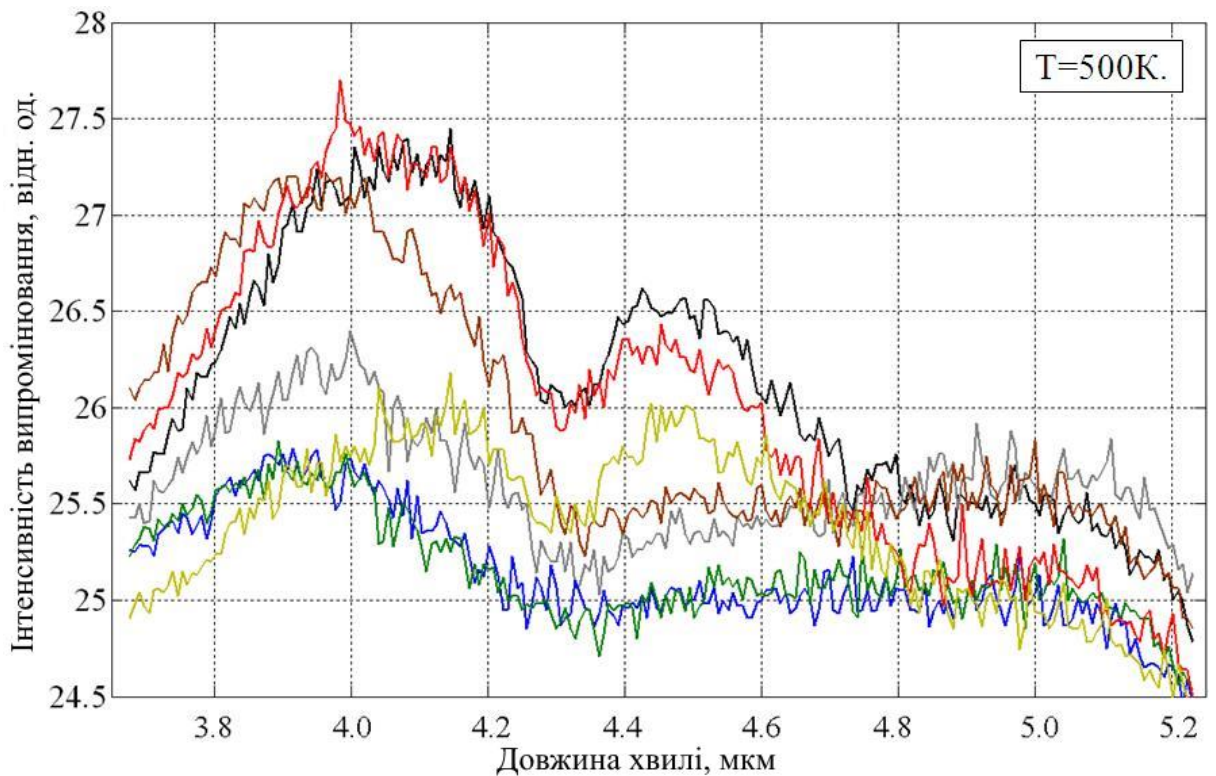


Рисунок 3.4 – Вид спектрів теплового випромінювання від фарбованих об'єктів, зареєстрованих ІЧ камерою.

На рис. 3.5 представлені розподіли теплових спектрів у вигляді, зручному для їх порівняння. Розподіл отримано шляхом поліноміальної апроксимації (в даному випадку – поліномом 9 ступеня). Порівняльний аналіз отриманих розподілів дозволяє зробити висновок, що в залежності від кольору фарби пентафталевої спектральний коефіцієнт випромінювання може мати різний розподіл в області 3,6-5,2мкм.

В даному випадку видно, що за формою спектру збігаються випромінювання від синього та зеленого покриттів, а також випромінювання від чорного та червоного покриттів. Хід кривих, що відповідають різним

кольорам, не може дозволити розрізняти об'єкти, покриті даними фарбами пентафталевиими, без додаткової обробки.

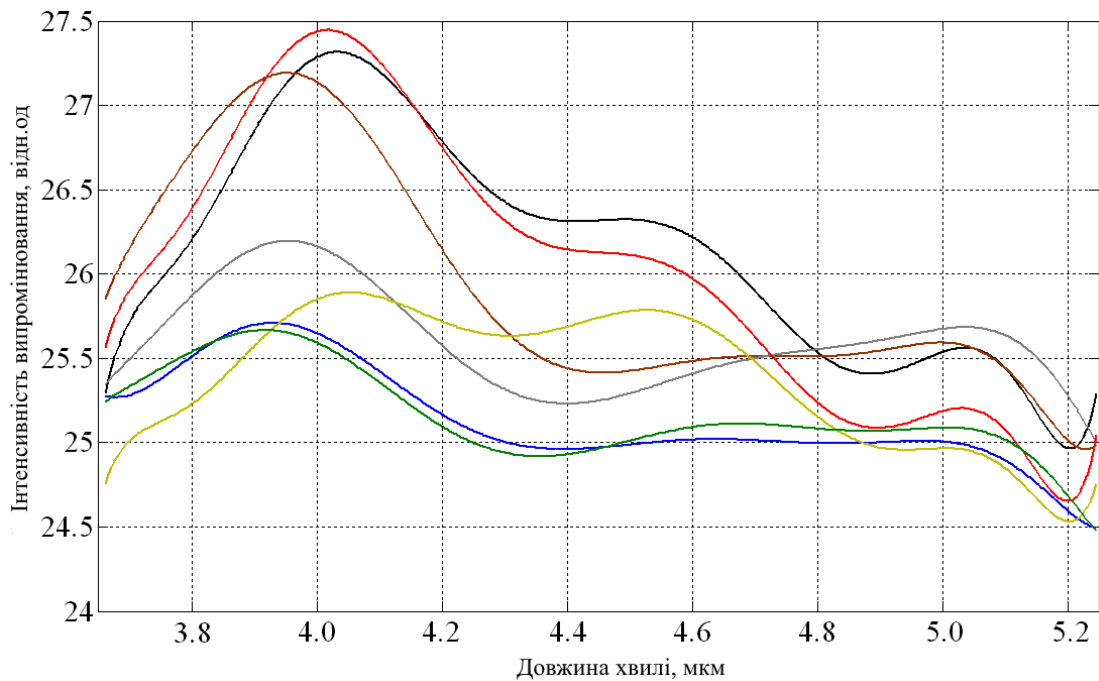


Рисунок 3.5 – Спектри теплового випромінювання від поверхонь із пентафталевим покриттям, після обробки.

На рис.3.6 представлені розподіли перших похідних від поліномів, точки переходу похідних через нуль відповідають екстремумам розподілів спектрального коефіцієнта випромінювання досліджуваних поверхонь. Позначимо ці точки за сигнатурою 1 типу.

На рис.3.7 представлені розподіли похідних інших від поліномів, точки переходу похідних через нуль відповідають точкам перегину розподілів спектрального коефіцієнта випромінювання досліджуваних поверхонь. Позначимо ці точки за сигнатурою 2 типу.

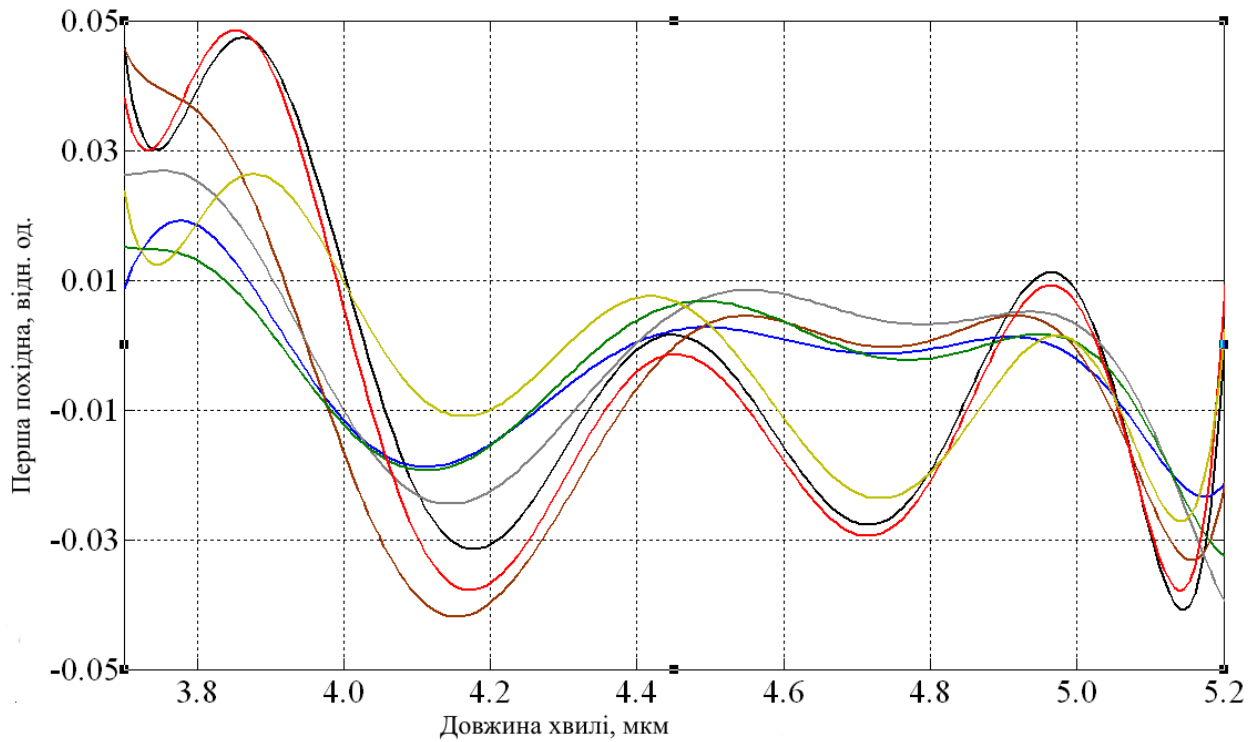


Рисунок 3.6 – Перші похідні розподілу спектрів теплового випромінювання від досліджуваних поверхонь.

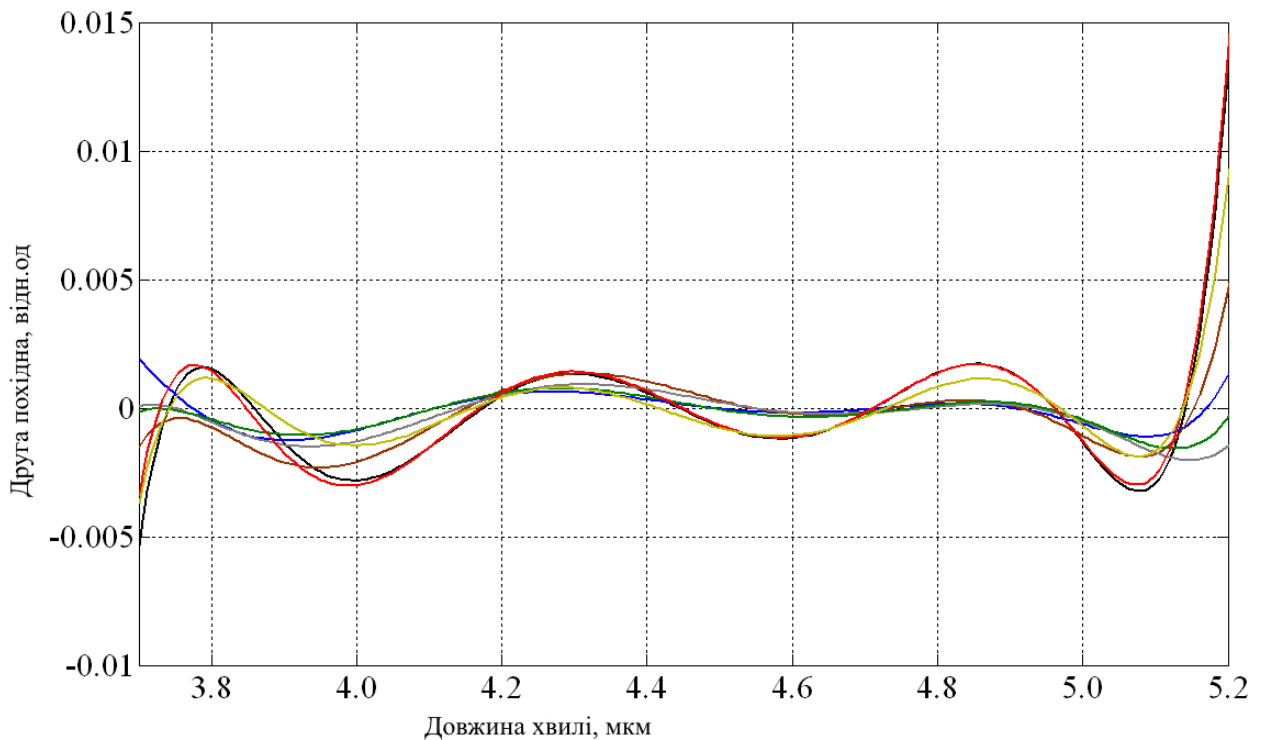


Рисунок 3.7 – Другі похідні розподілу спектрів теплового випромінювання від досліджуваних поверхонь.

Проведені випробування експериментального модуля для швидкої реєстрації спектрів свідчать про принципову можливість застосування

розробленого методу аналізу спектрального коефіцієнта випромінювання об'єктів у сфері середнього ІЧ діапазону. Незважаючи на те, що відхилення у значенні сигнатур для різних пентафталевих лаків незначно, розроблений метод може використовуватися в ході попереднього аналізу однорідності спектрального коефіцієнта випромінювання поверхнею об'єкта. З метою отримання ще більш точних спектральних розподілів коефіцієнта випромінювання, а також скорочення часу реєстрації спектра, можна замінити одноелементний приймач з механічною розгорткою на приймач матричного типу. Даний вид приймачів має на порядок вищу вартість, проте за наявності даного приймача з точністю вимірювань, що збігається з точністю вимірювань одноелементним приймачем з механічною розгорткою, можливе зменшення часу сканування на один і більше порядків.

Експерименти у далекому інфрачервоному діапазоні.

Схема експериментальної установки для швидкої реєстрації спектра в середньому інфрачервоному діапазоні зображена на рис.3.8.

Установка включає:

1. Об'єкт і діафрагму для формування потоку теплового випромінювання;
2. Відбивну дифракційну решітку-ешелле, 100 штрихів/мм.;
3. Мікроболометричну ІЧ-камеру для реєстрації теплового спектру;
4. USB-кабель;
5. Портативний комп'ютер обробки отриманого спектра.
6. Вузькосмугові ІЧ-фільтри та модель АЧТ для калібрування;
7. Вентилятор для охолодження діафрагми та зменшення теплових шумів.

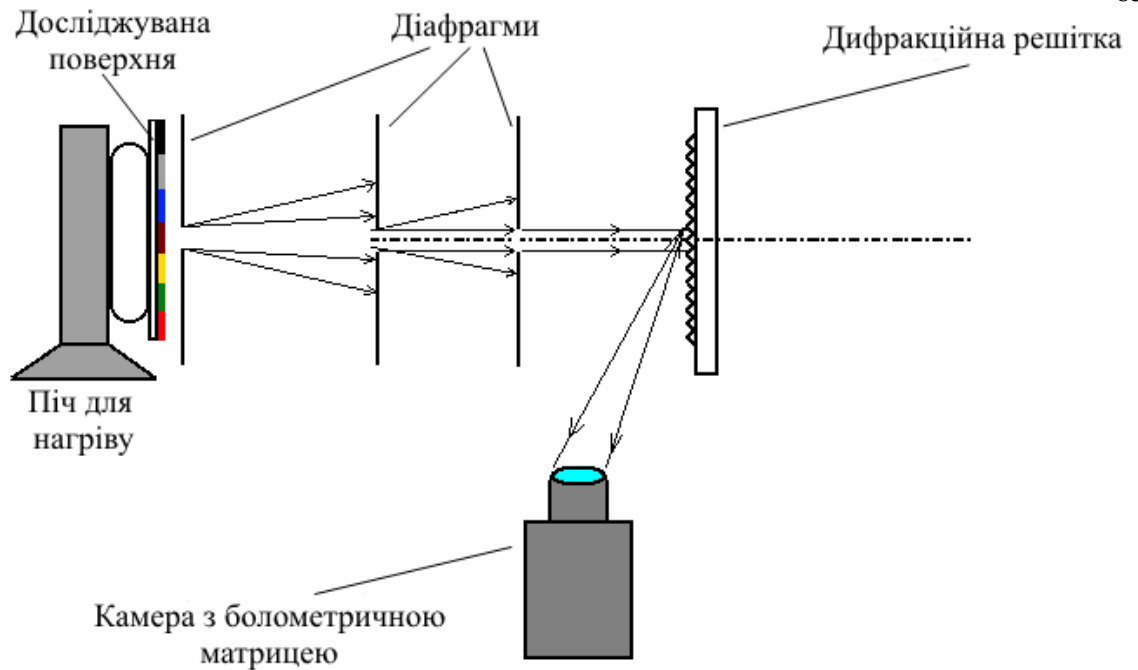


Рисунок 3.8 – Схема експериментальної установки для швидкої реєстрації спектру в інфрачервоному діапазоні.

Як модель реальних об'єктів використовувалася алюмінієва пластина, покрита пентафталевими фарбами різних кольорів.

Алюмінієву пластину закріплено на електричній плитці. Як реєстратор спектру використовувалася камера на базі модуля XTM-640 фірми Xenics, основним компонентом якого є матричний приймач UL04322-039 фірми ULIS з форматом зображення 640×480. Як об'єктив використовувався об'єктив типу «CN-4020» фірми «Xenics».

Об'єктив розроблений для спектру 8-14 мкм. Фокусна відстань f об'єктива дорівнює 18 мм при відносному отворі $1/F$, що дорівнює 1.

При реєстрації інтегрального теплового випромінювання від об'єкта в далекому ІЧ діапазоні різниця між пентафталевими фарбами різних кольорів, нанесених на алюмінієву пластину, незначна. Програмне забезпечення дозволяє провести візуалізацію зареєстрованого зображення.

За допомогою експериментальної установки, зображеної на рис.3.8, в діапазоні довжин хвиль 3,6-5,2 мкм проводилася реєстрація спектрів теплового випромінювання від алюмінію, покритого фарбами пентафталевими різного кольору. Зареєстровані камерою спектри теплового випромінювання

відображені на рис.3.9. Тут колір спектру відповідає кольору пентафталевої фарби, що візуально сприймається людським оком.

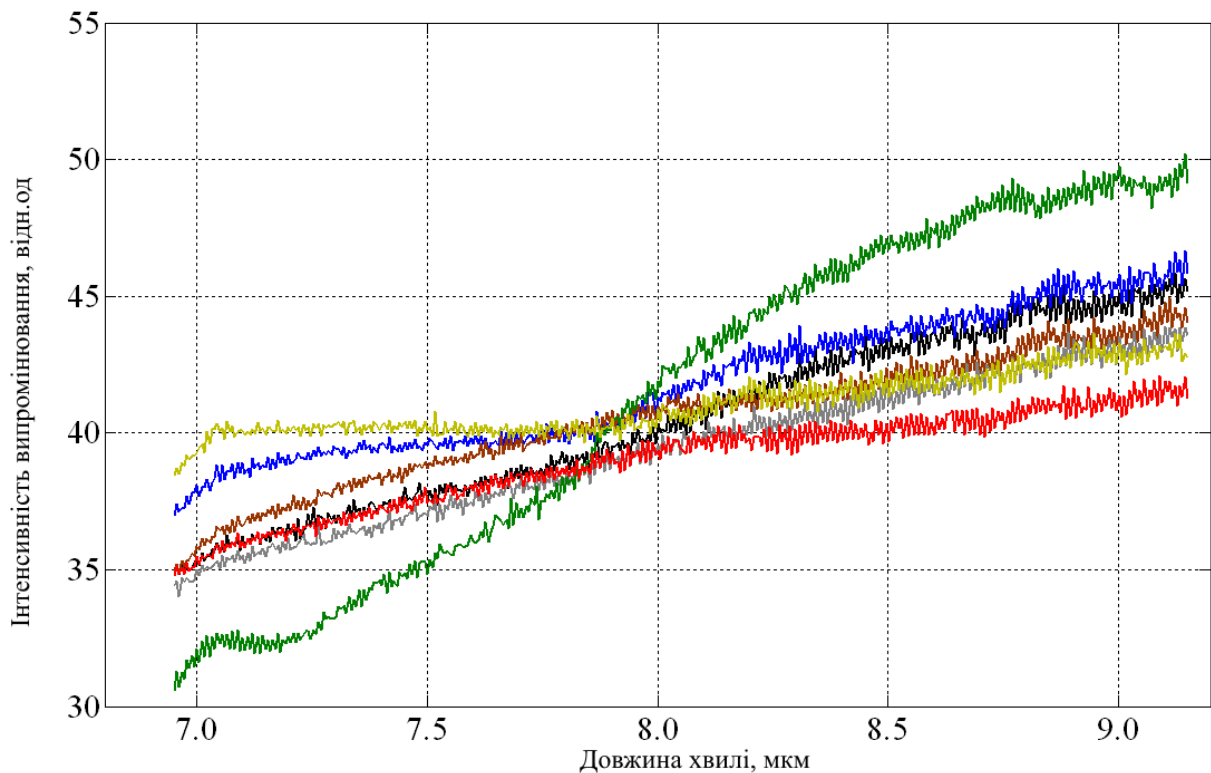


Рисунок 3.9 – Вид спектрів теплового випромінювання від фарбованих об'єктів, зареєстрованих інфрачервоною камерою.

На рис. 3.10 представлені розподіли теплових спектрів у вигляді, зручному для їх порівняння. Розподіл отримано шляхом поліноміальної апроксимації (в даному випадку – поліномом 9 степеня). Порівняльний аналіз отриманих розподілів дозволяє зробити висновок, що в залежності від кольору фарби пентафталевої спектральний коефіцієнт випромінювання може мати різний розподіл в області 3,6-5,2мкм. В даному випадку видно, що за формою спектру збігаються випромінювання від синього та зеленого покриттів, а також випромінювання від чорного та червоного покриттів. Хід кривих, що відповідають різним кольорам, різний не тільки, що може дозволити розрізнити об'єкти, покриті даними фарбами пентафталевами.

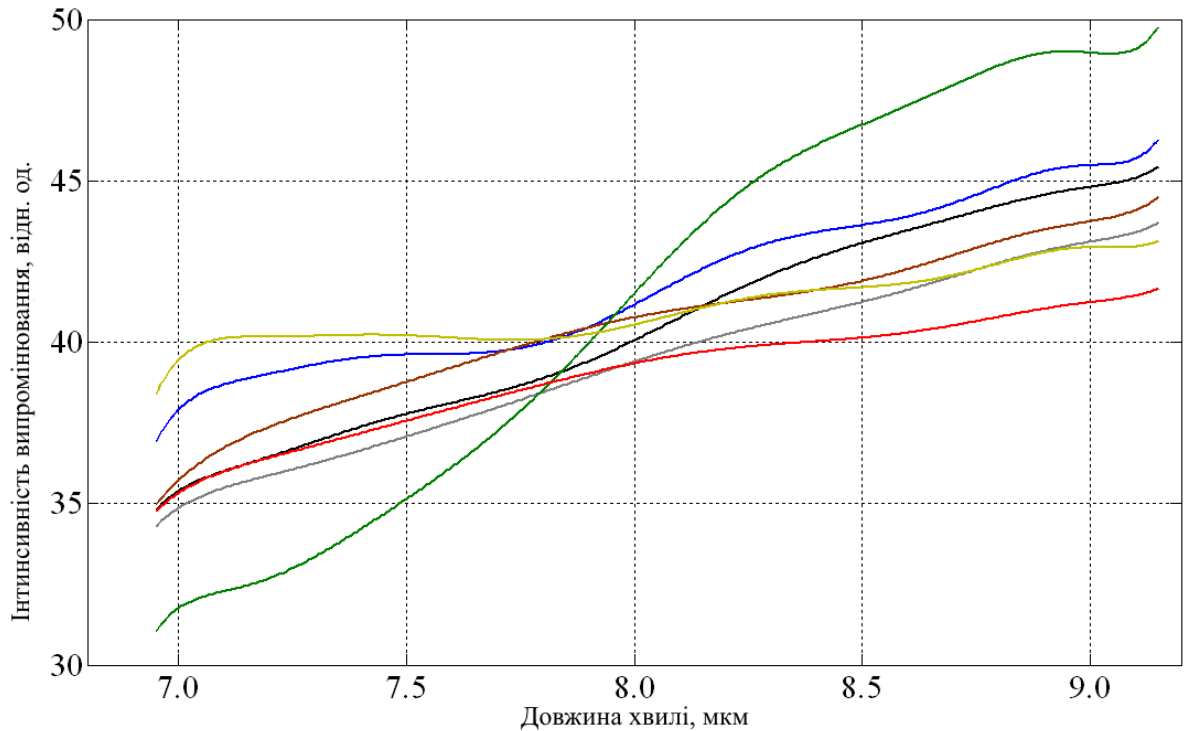


Рисунок 3.10 – Спектри теплового випромінювання від поверхонь із пентафталевим покриттям, після обробки.

На рис.3.11 представлені розподіли перших похідних від поліномів СКІ, точки переходу похідних через нуль відповідають екстремум розподілів спектрального коефіцієнта випромінювання досліджуваних поверхонь. Позначимо ці точки за сигнатурою 1 типу.

На рис.3.12 представлені розподіли похідних інших від поліномів СКІ, точки переходу похідних через нуль відповідають точкам перегину розподілів спектрального коефіцієнта випромінювання досліджуваних поверхонь. Позначимо ці точки за сигнатурою 2 типу.

Проведені випробування експериментального модуля ОЕС для швидкої реєстрації спектрів свідчать про можливість застосування розробленого методу аналізу спектрального коефіцієнта теплового випромінювання об'єктів у сфері далекого ІЧ діапазону. Незважаючи на те, що відхилення у значенні сигнатур для різних пентафталевих лаків незначно, розроблений метод може використовуватися в ході попереднього аналізу однорідності спектрального коефіцієнта випромінювання поверхнею об'єкта. З метою підвищення

ефективності методу надалі слід підвищувати роздільну здатність та чутливість матричного приймача.

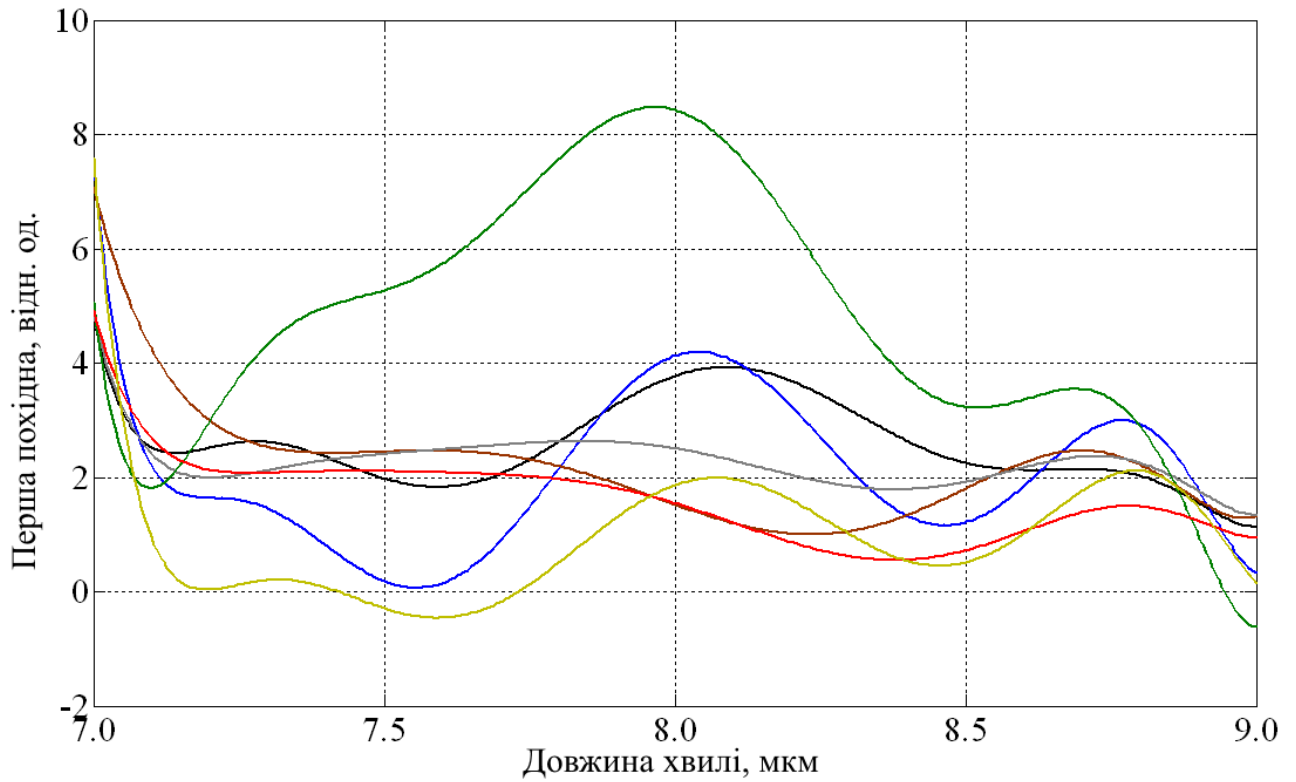


Рисунок 3.10 – Перша похідна розподілу спектрів теплового випромінювання від досліджуваних поверхонь.

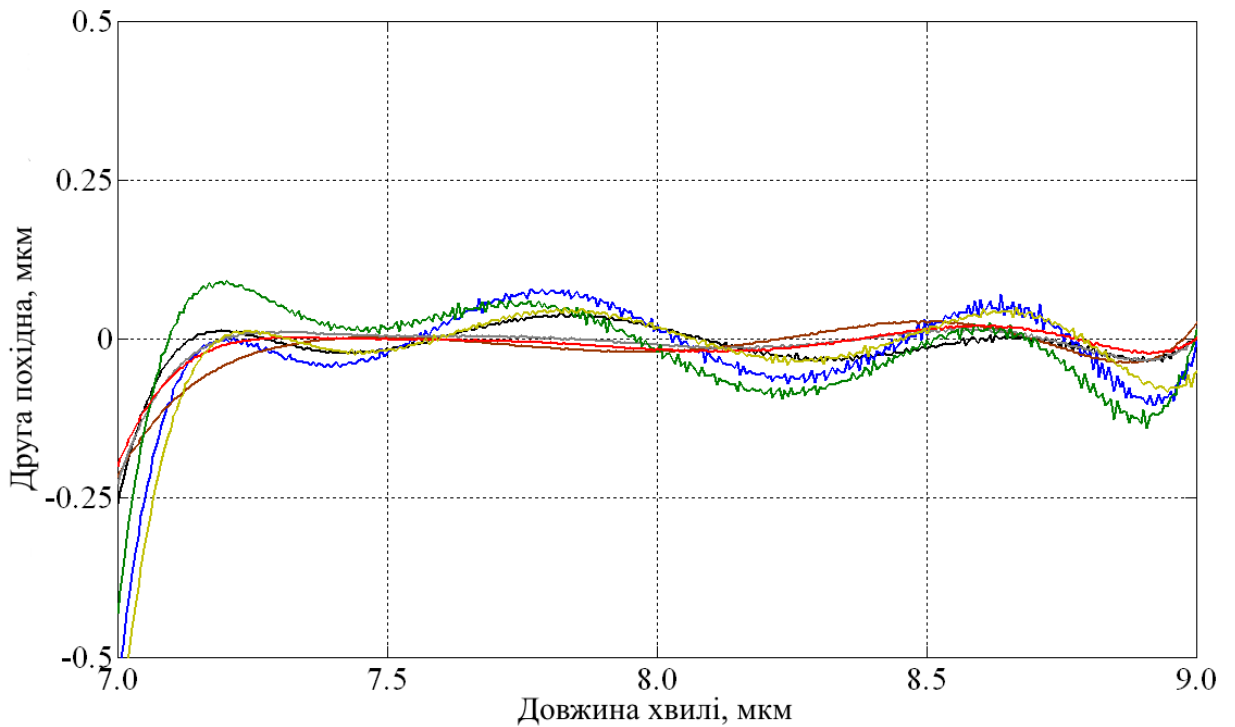


Рисунок 3.11 – Друга похідна розподілу спектрів теплового випромінювання від досліджуваних поверхонь

ВИСНОВКИ

За результатами магістерської роботи можна зробити наступні висновки:

– розроблено новий метод визначення високих значень термодинамічної температури при невідомому спектральному розподілі випромінювальної здатності поверхні, в ході якого використовується спектр власного теплового випромінювання, поліхроматичний метод та подальша статистична обробка температурних даних;

– отримані математичні вирази для поліхроматичного методу, що базуються на рівнянні Планка, що дозволяють підвищити точність визначення температури при аналізі спектра теплового випромінювання, що виходить за межі застосування наближення Віна;

– теоретично обґрунтовано можливість побудови вимірювачів термодинамічної температури високонагрітих об'єктів з невідомою випромінювальною здатністю поверхні;

– діапазон значень термодинамічної температури, що вимірюється поліхроматичним методом, розширено за межі застосування наближення Віна;

- підтверджено можливість суттєвого зниження методичної похибки поліхроматичного методу, обумовленої невідомою випромінювальною здатністю поверхні, при проведенні попереднього моделювання розподілу спектрального коефіцієнта випромінювання лінійною та експоненційною функціями;

- з'явилася можливість створення бази даних коефіцієнтів випромінювання від об'єктів для включення її до спектральних вимірювальних приладів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Біленко І. Фізичний словник. Київ: «Вища школа», 1993. 319с.
2. Буляндра О.Ф. Технічна термодинаміка. Київ: Техніка, 2001. С. 320.
3. А. Вяла, С.Мінняйлов. Молекулярна фізика й термодинаміка. Модульне навчання. Фізика: підручник. Київ: НАУ-друк, 2010. 132 с.
9. В. О. Фединець, Я. П. Юсик, І. С. Васильківський. Особливості вимірювання температури циліндричних обертових поверхонь. Науковий вісник НЛТУ України. Львів, 2018. №11. С.78–80.
10. Білецький Є.М., Білецька Г.А. Судова медицина та судова психіатрія: навч. посіб. / Харків: Одиссей, 2010. 200 с.
11. The International Temperature Scale, *Metrologia*, 1990, v.27, pp.3-10.
12. US patent 5772323 Temperature determining device and process. Ralph A. Felice. 1998.
13. Yang C-L, Dai J-M, Hu Y. Optimum identifications of spectral emissivity and temperature for multi-wavelength pyrometry. *Chinese Phys. Lett* Vol.20, No10 2003, p.1685-1688
14. US Patent 5444241A Emissivity corrected infrared method for imaging anomalous structural heat flows // Nancy K. Del Grande, Philip F. Durbin, Kenneth W. Dolan, Dwight E. Perkins, 1995.
15. Khan M. A., Allemand C., Eager T.W. Noncontact temperature measurement. II. Least squares based techniques. *Rev. Sci. Instrum.* 1991. Vol. 62, No. 2. P. 403-409
16. Radiometric Temperature Measurements: I. Fundamentals / Eds. by Zhang Z. M, Tsai B. K, Mashin G. Experimental Methods in the Physical Sciences. V. 42. Elsevier, 2009
17. Walker J. H., Saunders R. D., Jackson J. K., Mielenz K. D., Results of a CCPR Intercomparison of Spectral Irradiance Measurements by National Laboratories, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 1991, 96, 647
18. Walker J. H., Saunders R. D., Jackson J. K., McSparron D. A., Spectral Irradiance Calibrations, Natl. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ. 250-20, 1987.

19. Walker J. H., Saunders R. D., Hattenburg A. T., The NBS Scale of Spectral Radiance, *Metrologia*, 1987, 24, 79.
20. Walker J. H., Saunders R. D., Hattenburg A. T., Spectral Radiance Calibrations, *Natl. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ. 250-1*, 1987.
21. Mielenz K. D., Saunders R. D., Shumaker J. B., Spectro-radiometric Determination of the Freezing Temperature of Gold, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 1990, 95, 49-67.
22. Taylor B. N., Kuyatt C. E., Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results, *Natl. Inst. Stand. Technol. Tech. Note 1297*, 1993.
23. P. D. Foote, 'The Emissivity of Metals and Oxides, *Bull. Natl. Bur. Stand.* 11, 607 (191421915).
24. D. Davisson and J. R. Weeks, The Relation between the Total Thermal Emissive Power of a Metal and its Electrical Resistivity, *J. Opt. Soc. Am.* 8, 5812605 (1929).
25. E. Schmidt and E. Eckert, Ueber die Richtungsverteilung der Waärmestrahlung von Oberflächen, *Forsch. Geb. Ing. Wes.* 6, 1752183 (1935).
26. H. E. Bennett, M. Silver, and E. J. Ashley, "Infrared Reflectance of Aluminum evaporated in Ultra-High Vacuum," *J. Opt. Soc. Am.* 53, 108921095 (1963).
27. M. D. Drury, K. P. Perry, and T. Land, "Pyrometers for Surface-Temperature Measurement," *J. Iron Steel Inst.* 169, 2452250 (1951).
28. M. A. Pellerin, B. K. Tsai, D. P. DeWitt, and G. J. Dail, "Emissivity Compensation Methods for Aluminum Alloy Temperature Determination," in *Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry*, edited by J. F. Schooley, American Institute of Physics, New York, Vol. 4, pp. 8712876 (1992).
29. R. Gaërtner, P. Klatt, H. Loose, N. Lutz, K.-P. Moëllmann, F. Pinno, F. Muilwijk, S. Kalz, and H. Stoppiglia, "New Aluminium Radiation Thermometry," *ALUMINIUM Int. J. Ind. Res. Appl.* 80, 6422647 (2004).
30. Semiconductor Industry Association, "The International Technology Roadmap for Semiconductors 2 2004 Edition," Washington, DC (2004).

31. A. T. Fiory, "Rapid Thermal Processing for Silicon Nanoelectronics Applications," *J. Miner. Met. Mater. Soc.* 57,21226 (2005).