

УДК 614.84, 536.521.2.389.6

Вас. В. Ковалишин, канд. техн. наук, С.П. Фуртак, канд. техн. наук, проф., А.С. Лин,
Вол. В. Ковалишин

НАУКОВІ АСПЕКТИ СТВОРЕННЯ РАДІОМЕТРУ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ПОТУЖНИХ ОПРОМІНЕНОСТЕЙ

Наведено блок-схему радіометра для вимірювання порівняно потужних (до $50 \text{ кВт}\cdot\text{м}^{-2}$) опроміненостей. Розглянуті математичне і метрологічне забезпечення радіометра, приведені відповідні вирази і результати оцінки точності випромінювання опроміненості залежно від робочого спектрального діапазону та тілесного кута зору радіометра, температури випромінювальних об'єктів.

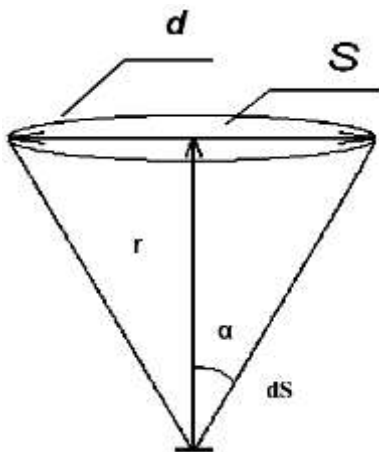
Останнім часом у зв'язку з подальшим розвитком і удосконаленням енергетики, металургії, наукових досліджень, енергозбереження тощо виникла необхідність вимірювання не тільки температури, але і опроміненості (енергетичної освітленості E , $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}$) тих чи інших об'єктів, у тому числі і операторів (наприклад, пожежників), які працюють в екстремальних умовах за наявності потужних променевих теплових потоків, створюваних, наприклад, відкритим полум'ям, нагрітими об'єктами тощо.

Під час розроблення радіометра для вимірювання потужних опроміненостей необхідно розв'язати ряд задач, пов'язаних з їх метрологічним забезпеченням, вибором спектральної робочої області, підбором приймача випромінювання з необхідними техніко-експлуатаційними параметрами, методикою градування пірметра і оцінкою її точності тощо.

Оскільки робота радіометра пов'язана з вимірюванням теплового випромінювання, то, зрозуміло, основу його метрологічного забезпечення повинні складати випромінювачі типу абсолютно чорного тіла (АЧТ) і, відповідно, теоретичним обґрунтуванням мають бути закон Планка [1–5] та всі закони і наближення (закон Стефана-Больцмана, закон зміщення Віна, закон Ламберта тощо), які впливають з нього.

Слід зауважити, що тільки із застосуванням випромінювача АЧТ можна розрахувати опроміненість E , яка ним створюється, що є необхідним для градування радіометра. Відповідний вираз [6] має вигляд:

$$E = \frac{\sigma S \cos \alpha (T^4 - T_0^4)}{\pi r^2} \quad (1)$$



- r – відстань від вихідної зіниці випромінювача АЧТ до площадки dS , яка розташована перпендикулярно до випромінювача АЧТ;
- α – кут падіння випромінювання на площадку dS ;
- σ – стала Стефана-Больцмана ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-4}$);
- T, T_0 – відповідно абсолютні температури випромінювача АЧТ і навколишнього середовища;
- S – площа вихідної зіниці випромінювача АЧТ;
- d – діаметр вихідної зіниці випромінювача АЧТ

Рисунок 1 – Розрахункова схема опромінення з застосуванням випромінювача АЧТ

За малих значень кутів α і температур T , відчутно більших від температури T_0 , формула (1) спрощується:

$$E = \frac{\sigma S T^4}{\pi r^2}. \quad (2)$$

Точність формули (2) легко оцінити, взявши відношення $\left(\frac{T_0}{T}\right)^4$. Так, за температури випромінювача (наприклад, полум'я) $T = 700^\circ\text{C}$ і $T_0 = 300\text{ K}$ похибка застосування формули (2) не перевищує 0,9%. За більших значень T похибка зменшується. Похибку від наближення $\cos\alpha = 1$ (тобто співвідношення $\frac{d}{r}$) буде оцінено нижче. Останній вираз (2) складає теоретичну основу для розрахунку градууювальної характеристики радіометра.

Зрозуміло, що вихідний сигнал датчика радіометра U (В) повинен бути прямопропорційним до величини вимірюваної опроміненості E в широкому динамічному діапазоні:

$$U = E S a F, \quad (3)$$

де S – площа чутливої площини приймача радіометра;

F – вольт-ватна чутливість приймача [4–6], В/Вт;

a – поглинальна здатність чутливої площини приймача.

Ввівши приведену до S чутливість K (В·м²/Вт) приймача:

$$K = S a F, \quad (4)$$

одержимо з використанням виразу (3):

$$U = E K.$$

Якщо забезпечити умову $K = \text{const}$ у широкому спектральному і динамічному діапазонах, то, вимірявши один раз E_0 і U_0 , можна визначити K :

$$K = \frac{U_0}{E_0},$$

а при відомому K – і величину опроміненості E :

$$E = \frac{U}{K}. \quad (5)$$

Аналіз літературних даних [4–8] і проведені експериментальні дослідження показали, що умову $K = \text{const}$ у широкому динамічному ($5 \cdot 10^4$) і спектральному (0,3–10 мкм) діапазонах роботи радіометра забезпечує використання в останньому термоелектричного приймача випромінювання, який складається із десятиспайної хромель-копелевої термобатарей, на робочі («гарячі») спаї якої нанесено тонкий пористий шар на основі платини, для якого $a \approx 1$ (так звана платинова чорнота).

Вікно датчика радіометра виготовлено із флюориту (CaF_2 , іртран-3), який є прозорим для випромінювання в спектральному діапазоні від 0,3 до 10 мкм [4].

Методику вибору оптимального робочого спектрального діапазону радіометра розглянуто нижче.

У таблиці 1 наведено дані градування датчика радіометра по випромінюванню АЧТ з діаметром вихідної зіниці $d=44$ мм, яка знаходиться на відстані $r=0,5$ м від датчика; діаметр польової діафрагми приймача – $\varnothing 5$ мм (польова діафрагма виготовлена з алюмінієвої фольги); товщина флюоритового вікна датчика $\Delta=1,5$ мм.

Таблиця 1 – Дані щодо градування датчика випромінювання АЧТ з діаметром вихідної зіниці 44 мм

T, K	$U_0, B \cdot 10^{-3}$	$E_0, B \cdot m^{-2}$	$K, (B \cdot m^2 / B \cdot T) \cdot 10^{-6}$
1094	0,116	157,3	0,735
1188	0,161	218,7	0,737
1282	0,219	296,6	0,738
1379	0,295	397,1	0,743
1478	0,389	524,0	0,742
1575	0,503	675,6	0,745

Для розрахунку градувальної характеристики радіометра використаємо вираз (5) з одержаним (згідно з даними таблиці 1) середнім значенням $K=0,74 B \cdot m^2 / B \cdot T$.

У таблиці 2 наведено реперні точки градувальної характеристики радіометра. Дані таблиці 2 використовувались для «розгонки» електронного блоку. Оскільки реальні джерела опромінення в більшості випадків є протяжними (наприклад, полум'я), то опроміненість від них може бути обчислена інтегруванням по куту падіння α випромінювання (рисунки 1, 2).

Таблиця 2 – Реперні точки градувальної характеристики радіометра

U, mB	$E, kB \cdot T / m$
0,074	0,7
0,37	0,5
0,667	0,9
0,740	1,0
3,70	5
7,40	10
14,80	20
29,60	40
37,0	50

У першому наближенні будемо вважати, що протяжними джерелами опроміненості є площини, які випромінюють як АЧТ.

Оскільки джерела випромінювання типу АЧТ є рівнопроменистими [1–6], то опроміненість датчика створена кільцевою зоною площею dS (рисунок 2), розташованою на поверхні площини, яка знаходиться на відстані r від датчика радіометра, еквівалентна опроміненості датчика радіометра, створеної кільцевою зоною площею dS , розташованої на поверхні сфери радіуса r (рисунок 2).

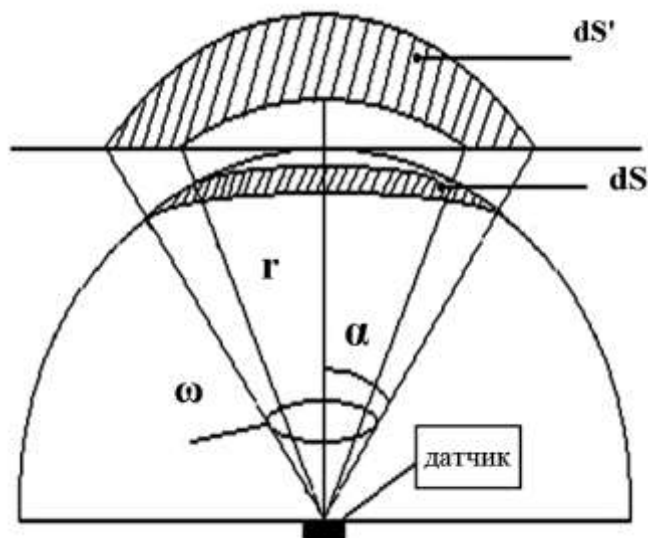


Рисунок 2 – Схема опроміненості датчика

У такому разі, провівши інтегрування по куту α з використанням виразу (1) за умови $T \ll T_0$, одержимо після очевидних перетворень:

$$E = \int_0^{\alpha} \frac{\sigma T^4 \cos \alpha dS}{\pi r^2} = \int_0^{\alpha} \frac{\sigma T^4 \cos \alpha d\omega r^2}{\pi r^2} = \frac{\sigma T^4}{\pi} \int_0^{\alpha} \cos \alpha 2\pi \sin \alpha d\alpha = \sigma T^4 \sin^2 \alpha. \quad (6)$$

У даному випадку використано загальновідоме співвідношення між тілесним кутом ω (рисунок 2), в якому сприймається випромінювання, і кутом α :

$$\omega = 2\pi(1 - \cos \alpha). \quad (7)$$

Користуючись виразами (6, 7), можна обчислити відносну похибку $\frac{\Delta E}{E}$ залежно від кута α і тілесного кута ω , де ΔE – опроміненість із тілесного кута $2\pi - \omega$, а E – опроміненість із тілесного кута 2π , тобто при $\alpha = \frac{\pi}{2}$. Дані обчислень наведені в таблиці 3.

За допомогою виразу (6) можна також оцінити точність формули (2), взявши відношення опроміненості E_2 , визначеної за формулою (2), до опроміненості E_6 , визначеної за формулою (6):

$$\frac{E_2}{E_6} = \frac{d^2}{4r^2 \sin^2 \alpha} = \frac{\text{tg}^2 \alpha}{\sin^2 \alpha} = 1 + \frac{d^2}{4r^2}. \quad (8)$$

Так, якщо відстань r (рисунок 1) не менше, ніж у п'ять разів перевищує діаметр d вихідної зіниці АЧТ, то похибка при використанні формули (2) не перевищує 1%. За більших відношень $\frac{r}{d}$ похибка, згідно з виразом (8), зменшується.

Принадгдно зауважимо, що величина опроміненості E згідно з формулою (6) залежить тільки від кута α , тому форма поверхні протяжного джерела (наприклад, полум'я) не впливатиме на результати вимірювання опроміненості E за умови, правда, що випромінювання цього джерела є близьким до випромінювання АЧТ.

Таблиця 3 – Відносна похибка $\frac{\Delta E}{E}$ залежно від кута α і тілесного кута ω

α , град.	ω , стер.	$\frac{\Delta E}{E}$, %
60	π	25
70	$1,32\pi$	12,7
80	$1,6571\pi$	3,0
85	$1,83\pi$	0,8

Оцінимо температуру Δt перегріву робочих («гарячих») спаїв приймача радіометра. Коефіцієнт ТЕРС (α) хромель-копелевої десятиспайної термобатарей [8] рівний 0,69 мВ/град. Одержані величини Δt згідно з даними таблиці 2 наведено в таблиці 4.

Приведені в таблиці 4 величини Δt показують, що навіть за максимальних значень температури перегріву температура робочих спаїв термобатарей за навколишньої температури $t = 37^\circ\text{C}$ не перевищує 91°C , хоча застосована як приймач радіометра термобатарей [8] допускає перегрів робочих спаїв до температури, більшої за 100°C .

Зрозуміло, що робоча спектральна ділянка $\lambda_1 - \lambda_2$ радіометра повинна забезпечити реєстрацію якнайбільшої долі випромінювання від нагрітих об'єктів, температура яких може мінятися в порівняно широкому діапазоні $t_1 - t_2$. Так, наприклад, для полум'я температура може мінятися від $t_1 = 700^\circ\text{C}$ до $t_2 \geq 2000^\circ\text{C}$.

 Таблиця 4 – Температура Δt перегріву робочих спаїв приймача радіометра

E , кВт/м ²	Δt , °C
0,1	0,107
0,5	0,536
0,9	0,967

Оскільки, зрозуміло, практично неможливо реєструвати випромінювання на ділянці від $\lambda_1 = 0$ до $\lambda_2 = \infty$, то при використанні на практиці певної робочої спектральної ділянки радіометра треба конкретно оцінити відносну долю випромінювання, яке реєструється радіометром.

Для проведення такої оцінки використаємо закон Планка для спектральної густини випромінювання АЧТ – $r(\lambda, T)$:

$$r(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left[\frac{C_2}{\lambda T}\right] - 1} \quad (9)$$

і закон зміщення Віна:

$$\lambda_m = \frac{a}{T}, \quad (10)$$

де C_1 – перша стала закону Планка;

C_2 – друга стала закону Планка ($C_2 = 14,4 \cdot 10^3$ мкм·К);

a – стала Віна ($a = 2,90 \cdot 10^3$ мкм·К);

λ_m – довжина хвилі максимуму $r(\lambda, T)$.

Спочатку знайдемо відносну спектральну густину випромінювання:

$$f(\lambda, T) = \frac{r(\lambda, T)}{r(\lambda_m, T)}.$$

Шляхом нескладних перетворень з використанням виразу (10) одержимо:

$$f(\lambda, T) = \frac{a^5 \left(\exp \left[\frac{C_2}{a} \right] - 1 \right)}{(\lambda T)^5 \left(\exp \left[\frac{C_2}{\lambda T} \right] - 1 \right)}. \quad (11)$$

Ввівши новий аргумент $x = (\lambda T) \cdot 10^{-3}$ мкм·К, одержимо на основі формули (11) вираз для відносної густини випромінювання $S(x)$ на ділянці спектра від 0 до x :

$$S(x) = \frac{\int_0^x x^{-5} \left(\exp \left[\frac{14,4}{x} \right] - 1 \right)^{-1} dx}{\int_0^\infty x^{-5} \left(\exp \left[\frac{14,4}{x} \right] - 1 \right)^{-1} dx}. \quad (12)$$

В останньому виразі використано числове значення другої сталої C_2 закону Планка.

Обчислення згідно з виразом (12) показують, що частка густини випромінювання АЧТ на ділянці $x_1 - x_2$ для температурного діапазону від 700 до 2000°C на спектральній ділянці від 0,3 до 10 мкм (робоча спектральна ділянка радіометра) складає:

$$\begin{aligned} \text{для } t_1 = 700^\circ\text{C} \quad S(x_2) - S(x_1) &= 0,93 \text{ (93\%);} \\ \text{для } t_2 = 2000^\circ\text{C} \quad S(x_2) - S(x_1) &= 0,99 \text{ (99\%).} \end{aligned}$$

Висновки:

Літературні і експериментальні дослідження показали, що роботу радіометра по вимірюванню опроміненень від 0 до 50 кВт/м² забезпечує використання в останньому термоелектричного приймача випромінювань, який складається із десятиспайної хромель-копелевої термобатарей, на робочі спаї якої нанесений тонкий пористий шар на основі платини, для якого $a \approx 1$.

З роботи видно, що величина опроміненості залежить тільки від кута α , тому форма поверхні протяжного джерела (полум'я) не впливатиме на результати вимірювання опроміненості за умови, що випромінювання є близьким до випромінювання АЧТ.

Слід зауважити, що відносна частка густини випромінювання на спектральній ділянці 0,3–10 мкм збільшується при збільшенні температури ($t > 700^\circ\text{C}$), а оскільки опроміненість росте пропорційно T^4 , то похибка 7% проявиться при порівняно малих значеннях опроміненостей ($E \leq 0,1$ кВт/м²), що не є суттєвим під час вимірювання описаним радіометром потужних опроміненостей (до 50 кВт/м²).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Свет Д.Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. – М: Наука, 1968. – 240 с.
2. Гордов А.Н. Основы пирометрии. – М.: Металлургия, 1971. – 448 с.
3. Куинн Т. Температура. – М.: Мир, 1985. – 447 с.
4. Хадсон Р. Инфракрасные системы. – М.: Мир, 1972. – 534 с.
5. Шоль И.С. и др. Приемники инфракрасного излучения. – М.: Мир, 1969. – 269 с.
6. Козелкин В.В., Усольцев И.Ф. Основы инфракрасной техники. – М.: Машиностроение, 1967. – 307 с.
7. Фуртак С.П. Пірометричні вимірювання. – Житомир: Полісся, 1997. – 147 с.
8. Олейник Б.Н. и др. Приборы и методы температурных измерений. – М.: Изд. стандартов, 1987. – 294 с.

