

МЕТОД КОМБІНАЦІЙНОГО РОЗСІЮВАННЯ СВІТЛА У ТЕРМОМЕТРУВАННІ ПОВЕРХНІ

© Олег Сегеда, Богдан Стадник, Святослав Яцишин, 2010

Національний університет "Львівська політехніка", кафедра інформаційно-вимірювальних технологій
вул. С. Бандери, 28а, 79013, Львів, Україна

Метод, оснований на використанні комбінаційного розсіювання світла, дає змогу визначати температуру, використовуючи базові константи термометричної субстанції та результати прямих вимірювань. У результаті вивчення похибок цього методу аргументується можливість його застосування для термометрії теплових режимів у процесі виготовлення та експлуатації мікросхем.

Метод, основанный на использовании комбинационного рассеяния света, дает возможность определения температуры с использованием базовых констант материала и результатов прямых измерений. В результате изучения погрешностей этого метода аргументируется возможность его использования для термометрии тепловых режимов в процессе изготовления и использования микросхем.

The investigation of thermoelectric materials, which were made by powder metallurgy and were characterized as initially inhomogeneous and deformed, is required the special metrology of TEMP studies, because the materials are continuously changing their thermodynamic state and therefore the main properties.

Вступ. Метод вимірювання температури поверхні твердого тіла за допомогою явища комбінаційного розсіювання (КР) дає змогу здійснювати термометрування об'єктів малих та надмалих розмірів (100 нм – 100 мкм) [1, 2].

Постановка задачі. Сам по собі цей метод належить до незначної кількості методів безпосереднього вимірювання температури. Проте існують застереження стосовно точності методу, а також можливості його метрологічної атестації.

З урахуванням багаторічного досвіду колективу кафедри у дослідженні точності спроектованих і виготовлених нових типів вимірювальних засобів у цій статті здійснено спробу проаналізувати вимірювання термодинамічної температури доріжки мікросхеми на основі методу КР.

Мета роботи – вивчення метрологічно-точнісних характеристик устави вимірювання термодинамічної температури поверхні об'єкта малих розмірів з використанням комбінаційного розсіювання світла.

Теоретичні дослідження. Визначення температури методом комбінаційного розсіювання КР світла основане на температурній залежності інтенсивностей стоксової I_s та антистоксової I_{as} компонент розсія-

ного випромінювання, що визначаються через відповідні струми фотоперетворювача – i_1, i_2 [1]

$$T = \frac{hc\nu_0}{k \ln \frac{i_s}{i_{as}} - 3k \ln \frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_i + \nu_0}} \quad (1)$$

де $\nu_i; \nu_0$ – хвильові числа фотонів, що падають і відбитих, см^{-1} ; h – стала Планка, k – стала Больцмана.

Проте, як і під час будь-яких вимірювань, виникає питання стосовно точності вимірювання температури. Похибку, яка виникає під час вимірювання температури методом КР, можна умовно поділити на дві частини. Перша похибка інструментальна, а друга – методична, зумовлена нагрівом об'єкта при опроміненні.

Температуру T встановлюють вимірюванням величин i_s, i_{as}, ν_0 і ν_i (визначається використанням джерелом опромінення). У такому разі похибка вимірювання виражається через зміни відповідних значень:

$$dT = \frac{\partial T}{\partial i_s} \Delta i_s + \frac{\partial T}{\partial i_{as}} \Delta i_{as} + \frac{\partial T}{\partial \nu_i} \Delta \nu_i + \frac{\partial T}{\partial \nu_0} \Delta \nu_0. \quad (2)$$

Ми обчислили часткові похідні:

$$\frac{\partial T}{\partial i_s} = - \frac{hc\nu_0 \cdot k \frac{1}{i_s}}{\left(k \ln \frac{i_s}{i_{as}} - 3k \ln \frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_i + \nu_0} \right)^2}. \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial i_s} = \frac{-hc\nu_0 \cdot k \frac{1}{i_{as}}}{\left(k \ln \frac{i_s}{i_{as}} - 3k \ln \left(\frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_i + \nu_0}\right)\right)^2} \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial i_s} = \frac{hc\nu_0 \cdot \left(3 \cdot k \cdot \frac{2\nu_0}{\nu_i^2 - \nu_0^2}\right)}{\left(k \ln \frac{i_s}{i_{as}} - 3k \ln \left(\frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_i + \nu_0}\right)\right)^2} \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \nu_0} = \frac{hc \cdot \left(k \ln \frac{i_s}{i_{as}} - 3k \ln \frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_i + \nu_0}\right) + hc\nu_0 \left(\frac{6\nu_0}{\nu_i^2 - \nu_0^2}\right)}{\left(k \ln \frac{i_s}{i_{as}} - 3k \ln \frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_i + \nu_0}\right)^2} \quad (6)$$

Для спрощення загального вигляду виразу зробимо заміну $Z = \ln \frac{i_s}{i_{as}} - 3 \ln \left(\frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_i + \nu_0}\right)$, що дає змогу визначити:

$$dT = \frac{\partial T}{\partial i_s} \Delta i_s + \frac{\partial T}{\partial i_{as}} \Delta i_{as} + \frac{\partial T}{\partial \nu_i} \Delta \nu_i + \frac{\partial T}{\partial \nu_0} \Delta \nu_0 = \left[\frac{1}{i_s} \cdot \Delta i_s + \frac{1}{i_s} \cdot \Delta i_{as} + \left(3 \cdot \frac{2\nu_0}{\nu_i^2 - \nu_0^2}\right) \Delta \nu_i + \left(\frac{Z}{\nu_0} + \frac{6\nu_i}{\nu_i^2 - \nu_0^2}\right) \Delta \nu_0 \right] \cdot \frac{hc\nu_0}{k \cdot Z^2} \quad (7)$$

Перейшовши від абсолютних значень похибки до відносних, отримаємо:

$$\delta T = \frac{dT}{T} = \frac{1}{Z} \cdot \left[\delta i_s + \delta i_{as} + \left(\frac{6 \cdot \nu_0 \cdot \nu_i}{\nu_i^2 - \nu_0^2}\right) \cdot \delta \nu_i + \left(Z + \frac{6 \cdot \nu_0 \cdot \nu_i}{\nu_i^2 - \nu_0^2}\right) \delta \nu_0 \right] \quad (8)$$

У разі використання спектрофотометра $\delta i_s = \delta i_{as} = \delta i_s$ загальний вираз інструментальної похибки набуде вигляду:

$$\delta T = \frac{dT}{T} = \frac{1}{Z} \cdot \left[2\delta i_s + \left(\frac{6 \cdot \nu_0 \cdot \nu_i}{\nu_i^2 - \nu_0^2}\right) \cdot \delta \nu_i + \left(Z + \frac{6 \cdot \nu_0 \cdot \nu_i}{\nu_i^2 - \nu_0^2}\right) \delta \nu_0 \right] \quad (9)$$

Методична похибка зв'язана з нагріванням досліджуваного об'єкта збуджувальним випромінюванням, отже, залежить від потужності випромінювання лазера. Тобто кількість тепла, яку отримує об'єкт під час освітлення, визначається так

$$Q_L = Q_{\nu} + Q_{\text{конд}} + Q_{\text{конв}} + Q_{\Pi}, \quad (10)$$

де Q_L – це енергія, яку отримує об'єкт від зовнішнього джерела випромінювання; Q_{ν} – енергія, яка випромінюється об'єктом; $Q_{\text{конд}}$ – кондуктивна складова енергії; $Q_{\text{конв}}$ – конвективна складова; Q_{Π} – енергія, яка передається підкладці (див. рис. 1)

$$P \cdot t \cdot (1-n) = \left[\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot (T_n^4 - T_o^4) \right] + \left[\frac{\lambda_{\delta} \cdot a \cdot b}{l} \cdot (T_n - T_D) \right] + \left[\alpha_K \cdot a \cdot l \cdot (T_n - T_o) \right] + \left[\frac{\lambda_n \cdot a \cdot l}{H} \cdot (T_n - T_o) \right] \quad (11)$$

де ε – коефіцієнт чорноти досліджуваного об'єкта; d – діаметр лазерного променя; T_n – температура нагрітого об'єкта; T_o – температура навколишнього середовища; T_D – дійсна температура доріжки; a – ширина доріжки; b – товщина доріжки; l – довжина доріжки; H – товщина основи; λ_{δ} – коефіцієнт теплопровідності доріжки; λ_n – коефіцієнт теплопровідності підкладки; α_K – коефіцієнт температуропровідності повітря. Для спрощення розрахунків та моделі прийнято: $T_D = T_o$.

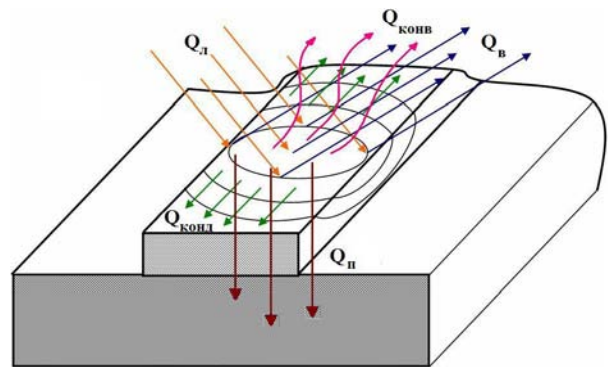


Рис. 1. Схематичне зображення розподілу температури доріжки плати під дією тривалого безперервного освітлення лазером

Для металів теплопровідність можна визначити згідно із законом Відемана – Франца: у процесі теплопровідності у металах кожен електрон переносить енергію kT (де k – стала Больцмана, T – температура), внаслідок чого відношення λ (теплопровідності) до електричної провідності γ у широкому діапазоні температур матиме вигляд:

$$\frac{\lambda}{\gamma} = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot T$$

або $\lambda = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot \gamma \cdot T = L \cdot \gamma \cdot T = C_1 \cdot T$ (12)

де L – число Лоренца, e – заряд електрона [3, 4]

$$L = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2 = 2.45 \cdot 10^{-8} \left[\frac{Bm \cdot Om}{K^{-2}} \right],$$
 (13)

$$C_1 = L \cdot \gamma$$
 (14)

Для діелектриків, які не мають вільних електричних зарядів, тепло переноситься фононами. Для твердих діелектриків справедливим є вираз:

$$\lambda_D = C(T) \cdot \bar{V} \cdot \bar{l},$$
 (15)

де C(T) – теплоємність діелектрика, \bar{V} – середня швидкість фононів, що приблизно дорівнює швидкості звуку (для твердих тіл коливається від 1000 до 6000 м/с,[7]), \bar{l} – середня довжина вільного пробігу фононів (68 нм) [4].

$$C_2 = 1.83 \cdot 10^{-3} \left[\frac{Bm}{M \cdot K^2} \right].$$
 (16)

Для газів, у яких довжина вільного пробігу частинок є значно вищою за діаметр молекули, виконується залежність:

$$\lambda_n = \frac{1}{3} \cdot \rho \cdot C_n \cdot \bar{V}_n \cdot \bar{l}_n,$$
 (17)

де ρ – питома густина газу; C_n – теплоємність одиниці маси газу за сталого об'єму; \bar{V}_n – середня швидкість руху молекул; \bar{l}_n – середня довжина вільного пробігу частинок.

Для повітря:

$$C_3 = C_n = 9,5548 \cdot 10^{-5} \left[\frac{Bm}{M \cdot K^2} \right],$$

$$P_{\text{лаз}} \cdot t \cdot (1-n) = \left[\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot (\Delta T)^4 \right] + \left[\frac{C_1 \cdot a \cdot b}{l} \cdot (\Delta T)^2 \right] + \left[C_2 \cdot a \cdot l \cdot (\Delta T)^2 \right] + \left[\frac{C_3 \cdot a \cdot l}{H} \cdot (\Delta T)^2 \right].$$
 (18)

Зробивши заміну $(\Delta T)^2 = X$, одержимо квадратне рівняння:

$$\left[\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot X^2 \right] + X \cdot \left[\frac{C_1 \cdot a \cdot b}{l} + C_2 \cdot a \cdot l + \frac{C_3 \cdot a \cdot l}{H} \right] - P_{\text{лаз}} \cdot t \cdot (1-n) = 0$$
 (19)

Розв'язками отриманого квадратного рівняння є:

$$X_{1,2} = \frac{- \left[\frac{C_1 \cdot a \cdot b}{l} + C_2 \cdot a \cdot l + \frac{C_3 \cdot a \cdot l}{H} \right] \pm \sqrt{\left[\frac{C_1 \cdot a \cdot b}{l} + C_2 \cdot a \cdot l + \frac{C_3 \cdot a \cdot l}{H} \right]^2 + 4 \cdot \left[\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot P_{\text{лаз}} \cdot t \cdot (1-n) \right]}}{2 \cdot \left(\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \right)}$$

$$\Delta T = \sqrt{\frac{-S + \sqrt{S^2 + 4 \cdot \left[\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot P_{\text{лаз}} \cdot t \cdot (1-n) \right]}}{2 \cdot \left(\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \right)}}}$$
 (20)

Оскільки при $(\Delta T)^2 = X$ X не може бути від'ємним, приймаємо:

$$\Delta T = \sqrt{\frac{-S + \sqrt{S^2 + 4 \cdot \left[\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot P_{\text{лаз}} \cdot t \cdot (1-n) \right]}}{2 \cdot \left(\varepsilon \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \right)}}}$$
 (21)
$$\partial_e S = \frac{C_1 \cdot a \cdot b}{l} + C_2 \cdot a \cdot l + \frac{C_3 \cdot a \cdot l}{H}.$$

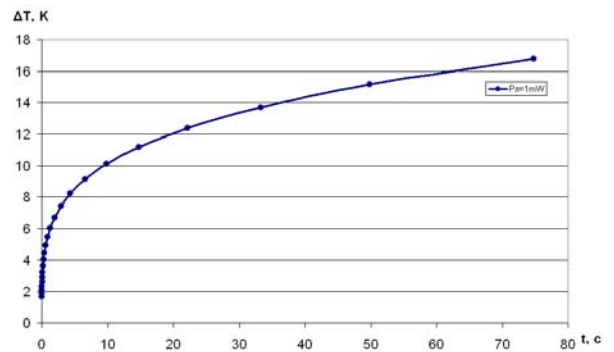


Рис. 2. Подання методичної похибки методу КР

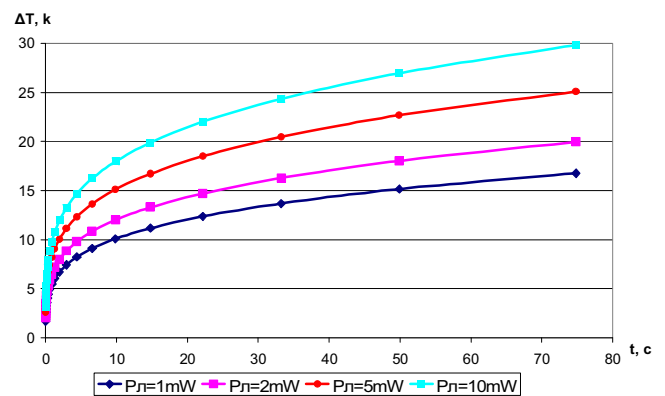


Рис. 2. Подання методичної похибки методу КР залежно від потужності джерела опромінення

Ця похибка може бути доволі істотною і досягати десятків градусів з урахуванням того, що нагрітий об'єкт характеризується високою теплоізоляцією й малими розмірами.

Для її усунення вимірювання виконують із зміною потужності лазера в 2–4 рази (за сталої довжини хвилі), а результати визначаються за допомогою екстраполяції відношення i_s / i_{as} до нульової потужності лазера.

Конструкція устави. Для виконання устави використано спеціалізоване джерело монохроматичного випромінювання – лазер SL03 неперервної дії виробництва фірми «Sios», який має дві робочі довжини хвилі: перша – з довжиною хвилі $423 \pm 0,5$ нМ, друга – $682 \pm 0,7$ нМ [3]. Приймачем відбитого випромінювання вибрано селективний приймач фірми СП «СОЛАР ТИИ», модель MS35001i, як сенсор використовується ПЗС HS102H–2048/14.

Оскільки вихідний діаметр світлового жмута лазера SL03 становить 0,55 мМ і є співмірним з шириною доріжки мікросхеми, то попередньо оцінено температуру останньої за її товщини 500 нМ. За неперервного режиму роботи джерела випромінювання, як показали результати, можна сподіватися підвищення температури на 14 К.

Висновки. Оптимізація метрологічно-точнісних характеристик методу КР вимірювання термодинамічної температури показує можливість оцінення методичної складової похибки за умови коректного добору конструкції устави і врахування цієї складової, що, безумовно, дасть змогу здійснювати температурний контроль як на етапі виготовлення, так і під час експлуатації мікросхем.

1. Сегеда О.В., Яцишин С.П. Вимірювання температури з використанням явища рекомбінаційного розсіювання світла. – Львів: Технічні Вісті, 2008. – С. 121–123.
2. Стадник Б.І., Семерак М.М., Яцишин С.П., Сегеда О.В. Лазерна термометрія у мікротехнологіях. – Черкаси – Гурзуф 2008. – С. 129–132.
3. Голямин І.П. и др. Ультразвук. – М.: Металлургия, 1979. – 328 с.
4. Луцик Я.Т., Буняк Л.К., Рудавський Ю.К., Стадник Б.І. Енциклопедія термометрії. – Львів 2003. – С. 280–285.
5. <http://www.sios.de/DEUTSCH/PRODUKTE/SL03.HTM> (дісна на 13.03.2010)
6. http://www.solartii.com/rus/spectral_instruments/ms350.htm (дісна на 13.03.2010)
7. <http://cultinfo.ru/fulltext/1/001/008/004/807.htm> (дісна на 13.03.2010)

УДК 621.317

ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ МЕТОДІВ ОБЛІКУ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ ІНДИВІДУАЛЬНИМИ СПОЖИВАЧАМИ

© Богдан Микійчук¹, Василь Яцук^{1,2}, 2010

¹Національний університет “Львівська політехніка”, кафедра метрології, стандартизації та сертифікації, вул.С. Бандери, 12, 79013, Львів, Україна

²Інститут інформатики Лодзької політехніки, 90-924, Лодзь, вул. Вулчанська, 215, буд. В9

Здійснені аналіз та оцінка методів обліку теплової енергії індивідуальними споживачами. Може використовуватись у новій методиці обліку і розрахунків за спожиту теплову енергію, а також з метою оцінювання якості наданої послуги теплопостачання.

Осуществлен анализ и оценка методов учета тепловой энергии отдельными потребителями. Может использоваться в новой методике учета и расчетов за использованную тепловую энергию, а также при оценке качества услуги теплоснабжения.

Analysis and estimation of methods account of thermal energy by individual users. Can be used in the new method of account and calculations for the used thermal energy, and also with the purpose of evaluation quality of the given favour.

Постановка задачі. На сучасному етапі розвитку України великого значення набуває зменшення енерго-

затратності економіки. Ця проблема особливо загострилася останнім часом у зв'язку із зростанням цін на