

УДК 537

Колобродов В.Г., докт. техн. наук, професор

Микитенко В.І., докт. техн. наук, доцент

Тимчик Г.С. докт. техн. наук, професор

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
проспект Перемоги, 37, Київ, 03056, Україна
e-mail: deanpb@kpi.ua

ПОЛЯРИЗАЦІЙНА МОДЕЛЬ ТЕПЛОКОНТРАСТНИХ ОБ'ЄКТІВ СПОСТЕРЕЖЕННЯ

У статті запропоновано поляризаційну модель тепловізора з метою його застосування при дослідженні термоелектричних явищ і пристроїв, що дозволяє підвищити ефективність роботи таких пристроїв. Для дослідження і проектування таких тепловізорів розглянута фізико-математична модель поляризації випромінювання від об'єктів спостереження, яка враховує поляризаційні властивості власного теплового випромінювання і відбитого зовнішнього випромінювання. Розроблена модель була застосована для визначення поляризаційних властивостей випромінювання плоскої залізної пластини. Аналіз отриманих результатів свідчить про те, що для теплового випромінювання при кутах спостереження $\psi < 40^\circ$ складові коефіцієнта випромінювання ϵ майже однаковими $\epsilon_{\parallel} \approx \epsilon_{\perp} \approx 0.16$, але $\epsilon_{\parallel} < \epsilon_{\perp}$. Із збільшенням кута спостереження $\psi < 40^\circ$ перпендикулярна поляризаційна компонента ϵ_{\perp} монотонно зменшується до нуля, а паралельна компонента ϵ_{\parallel} збільшується і досягає максимального значення при куті $\psi = 84^\circ$, а потім зменшується до нуля. Ступінь поляризації випромінювання зростає із збільшенням кута ψ і при куті $\psi = 84^\circ$ дорівнює 0.96. Отримані результати досліджень доцільно використовувати при розробці моделі термоелектриків, яка може використовуватись при проектуванні поляризаційного тепловізора. Бібл. 8, рис. 7, табл. 1.

Ключові слова: поляризаційний тепловізор, температурне розділення, частково поляризоване випромінювання, ступінь поляризації.

Вступ

Тепловізори широко використовуються в різних галузях науки, техніки і військовій справі, а також при дослідженні термоелектричних явищ і пристроїв [1 – 3]. Тепловізори спостерігають контраст яскравості (інтенсивності) об'єкта спостереження, що розташований на фоні, і дають можливість вимірювати розподіл температури на поверхні термоелектричного сенсора в статичному або динамічному режимах. Для підвищення температурного і просторового розділення перспективні тепловізори використовують поляризаційні характеристики випромінювання об'єкту спостереження і фону.

Інфрачервоне (ІЧ) випромінювання, що утворюються об'єктами спостереження, містить інформацію про об'єкти і їх розташування. Сприйняття цієї інформації за допомогою тепловізора і відповідна її обробка дозволяють визначати і контролювати багато параметрів, які важко або неможливо виміряти безпосередньо.

Об'єктом дослідження в цієї статті є поляризаційні характеристики теплового випромінювання об'єктів і можливість їх використання для побудови поляризаційного тепловізора.

Моделювання поляризації теплового випромінювання

В даний час практично в усіх галузях науки і техніки широко розповсюджені методи моделювання. Це пояснюється тим, що моделювання спрощує і прискорює пошук правильних рішень, є вигідним економічно і зручним в використанні. В галузі визначення приналежності об'єкта до вузького класу (наприклад, автомобіль чи танк), можна виділити два напрямки в методах моделювання:

1. Математичне – застосовується для обробки готових зображень за допомогою складного математичного апарату (наприклад, просторового спектрального аналізу) з метою покращення якості зображення і подальшої його обробки для вирішення конкретної задачі.
2. Фізико-математичне – застосовується для обробки зображень безпосередньо в процесі їх отримання, результатом якої є алгоритм розв'язання поставленої задачі (виявлення, розпізнавання, класифікація, ідентифікація).

В загальному випадку поляризація власного випромінювання матеріалів виникає із-за явищ відбивання і заломлення на межі «середовище – повітря», які описуються теорією відбивання для металів і діелектриків [4]. При цьому ступінь поляризації власного випромінювання поверхні підвищується по мірі збільшення кута між напрямком випромінювання і нормаллю до поверхні випромінювання.

Об'єкти з температурою більшою за абсолютний нуль Кельвіна випромінюють світлову енергію за рахунок зміни енергетичного стану електронних, коливних і обертальних переходів атомів і молекул. В основі теплового випромінювання об'єктів лежить формула Планка, яка визначає спектральну світність поверхні абсолютно чорного тіла (АЧТ) [5, 6]

$$M_{bb}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}, \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{мкм}} \quad (1)$$

де $c_1 = 37415 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^4$, $c_2 = 14388 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ – постійні коефіцієнти; λ – довжина хвилі, мкм.

Спектральна світність поверхні не АЧТ визначається як

$$M(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) M_{bb}(\lambda, T), \quad (2)$$

де $\varepsilon(\lambda, T)$ – спектральний коефіцієнт випромінювання, величина якого менша за одиницю.

Якщо поверхня об'єкта випромінює за законом Ламберта, то спектральна енергетична яскравість визначається за формулою

$$L(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} \varepsilon(\lambda, T) M_{bb}(\lambda, T) \cos \psi, \quad (3)$$

де $\psi = \theta_v = \theta_t$ – кут спостереження елемента поверхні об'єкта (рис. 1).

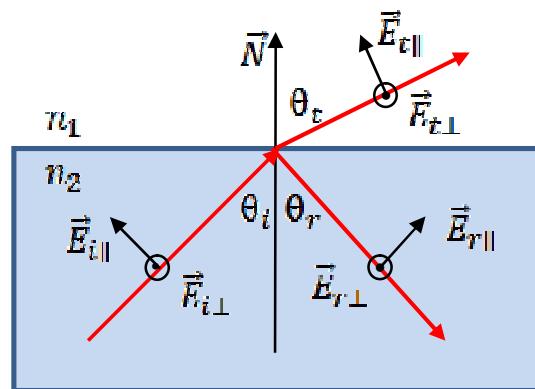


Рис. 1. Схема пояснення поляризації власного теплового випромінювання об'єкта: n_1 і n_2 – показники заломлення повітря і метала відповідно;

\vec{N} – нормаль до поверхні елемента поверхні; θ_i , θ_r , і θ_t – кути падіння, відбивання і заломлення (кут спостереження θ) відповідно

Згідно формули (3), яскравість власного випромінювання об'єкта спостереження формується двома процесами:

1. Безпосереднє випромінювання об'ємом об'єкта, яке описується функцією Планка, і залежить від температури об'єкта.

2. Внесок поверхні об'єкта, який визначається коефіцієнтом випромінювання поверхні і станом її шорсткості. При цьому коефіцієнт випромінювання $\varepsilon(\lambda, T)$ залежить від комплексного показника заломлення $n_c = n + j\kappa$ середовища.

За умови термодинамічної стабільності для непрозорих середовищ коефіцієнт поглинання $\alpha(\lambda, T)$ дорівнює коефіцієнту випромінювання $\varepsilon(\lambda, T)$ [7, 8], а спектральні енергетичні коефіцієнти відбивання $R(\lambda, T)$ і випромінювання $\varepsilon(\lambda, T)$ пов'язані між собою співвідношенням

$$\varepsilon(\lambda, T) = 1 - R(\lambda, T). \quad (4)$$

Ступінь поляризації власного випромінювання визначається у відмінності коефіцієнтів випромінювання поверхні об'єкта ε_{\parallel} і ε_{\perp} для компонентів цього випромінювання, поляризованих в площині заломлення і перпендикулярній площині відповідно. Величина ступеня поляризації власного випромінювання поверхні об'єкта визначається за формулою

$$P(\psi) = \frac{L_{\parallel}(\lambda, T; x, y) - L_{\perp}(\lambda, T; x, y)}{L_{\parallel}(\lambda, T; x, y) + L_{\perp}(\lambda, T; x, y)} = \frac{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}}. \quad (5)$$

Значення ε_{\parallel} і ε_{\perp} для непрозорих середовищ визначається за формулами Френеля [6,9], які характеризують залежність поляризаційних складових коефіцієнта випромінювання від дійсної і уявної частини комплексного показника заломлення $n_c = n + j\kappa$:

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{4n \cos \psi}{(n \cos \psi + 1)^2 + \kappa^2 \cos^2 \psi}; \quad (6)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{4n \cos \psi}{(n \cos \psi)^2 + \kappa^2}. \quad (7)$$

Загальний коефіцієнт випромінювання є середня величина паралельної і перпендикулярної компонентів:

$$\varepsilon(\psi) = \frac{\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}}{2}. \quad (8)$$

Ступень поляризації власного випромінювання поверхні об'єкта отримаємо шляхом підстановки (6) і (7) до формули (5):

$$P(\psi) = DOP(\psi) = \frac{(n^2 + \kappa^2 - 1) \sin \psi}{(n^2 + \kappa^2 + 1)(1 + \cos^2 \psi) + 4n \cos \psi}. \quad (9)$$

Ступінь поляризації власного випромінювання матеріалів визначається станом поверхні, а також дійсною і уявною складовими комплексного показника заломлення. Наприклад, для скла ($1 < n < 2$, $\kappa \ll 1$) випромінювання поляризовано менше, ніж для металів ($\sqrt{n^2 + \kappa^2} > 3.3$)

Поряд з власним випромінюванням на поверхню об'єкта падає зовнішнє ПЧ

випромінювання, яке відбивається і заломлюється. Розглянемо особливості відбитого випромінювання, яке сприймається тепловізором. Оскільки при відбиванні і заломленні відбувається часткова поляризація світла, то вирішити поставлену задачу безпосередньо для природнього світла досить складно. Для спрощення розв'язання цієї задачі розглянемо модель природнього світла, в якій його вектор \vec{E}_n представимо у вигляді суми двох хвиль, що лінійно поляризовані в двох взаємно перпендикулярних площинах, мають однакову інтенсивність і розповсюджуються в напрямку природнього світла (рис. 2). Математично це можна представити у вигляді співвідношень

$$\vec{E}_n = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}; \quad I_n = I_{\parallel} + I_{\perp}; \quad I_{\parallel} = I_{\perp} = 0.5I_n, \quad (10)$$

де $\vec{E}_{\parallel} = \vec{E}_p$ – вектор лінійно поляризованої хвилі, площина поляризації якої паралельний площині падіння променя; $\vec{E}_{\perp} = \vec{E}_s$ – вектор лінійно поляризованої хвилі, площина поляризації якої перпендикулярна до площині падіння променя; $I_n, I_{\parallel}, I_{\perp}$ – інтенсивності світлових хвиль $\vec{E}_n, \vec{E}_{\parallel}, \vec{E}_{\perp}$ відповідно.

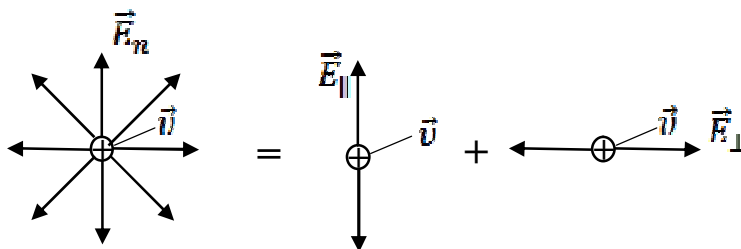


Рис. 2. Модель природнього світла

Нехай на межу «повітря – метал» падає під кутом θ_i природне випромінювання, яке відбивається і заломлюється в метал (рис. 3). Визначимо параметри відбитого випромінювання, використовуючи модель природнього світла у вигляді двох лінійно поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах складових $E_{\parallel} \perp E_{\perp}$.

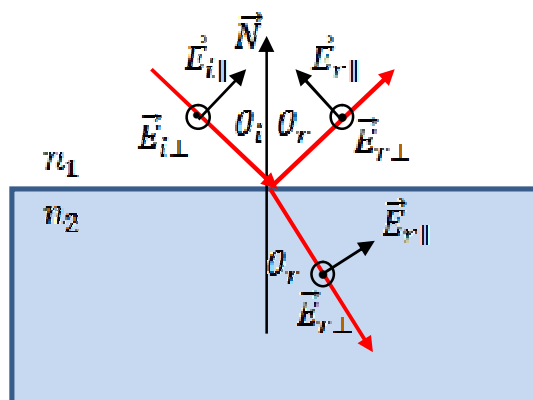


Рис. 3. Схема пояснення поляризації відбитого випромінювання

Енергетичні коефіцієнти відбивання для паралельної R_{\parallel} і перпендикулярної R_{\perp} складових визначаються за формулами Френеля [4]

$$R_{\parallel} = \frac{|E_{R0\parallel}|^2}{|E_{n0\parallel}|^2} = \frac{|n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t|^2}{|n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t|^2}, \quad (11)$$

$$R_{\perp} = \frac{|E_{R0\perp}|^2}{|E_{n0\perp}|^2} = \frac{|n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t|^2}{|n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t|^2}. \quad (12)$$

Кут падіння θ_i і кут заломлення θ_t пов'язані між собою законом Снелла (Snell's law).

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t. \quad (13)$$

При нормальному падінні випромінювання на поверхню метала коли $\theta_i = 0^\circ$, формули (11) і (12) мають вигляд

$$R_{\parallel} = R_{\perp} = \frac{(n_2 - 1)^2 + \kappa^2}{(n_2 + 1)^2 + \kappa^2}. \quad (14)$$

Часткові енергетичні коефіцієнти відбивання можна розрахувати на підставі співвідношення (4) як

$$R_{\parallel} = 1 - \epsilon_{\parallel} \text{ и } R_{\perp} = 1 - \epsilon_{\perp}. \quad (15)$$

Ступінь поляризації відбитого випромінювання визначається як

$$P(\theta_r) = \frac{R_{\parallel}(\theta_r) - R_{\perp}(\theta_r)}{R_{\parallel}(\theta_r) + R_{\perp}(\theta_r)}. \quad (16)$$

Величина відбитого від об'єкта випромінювання залежить від інтенсивності зовнішнього випромінювання, і, як правило, в більшості випадків вона буде меншою за власне випромінювання. В такому випадку її впливом на поляризаційну модель можна знехтувати. В деяких випадках при наявності близько розташованих біля об'єкта завод з високою температурою необхідно враховувати відбите випромінювання.

Поляризаційний еліпс

Розглянемо розповсюдження плоскої електромагнітної хвилі уздовж осі z (рис. 4). В загальному випадку монохроматична хвиля описується рівнянням

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \cos(\vec{k}\vec{r} + \delta), \quad (17)$$

де $\vec{E}_0(\vec{r})$ – постійна амплітуда в точці $P(x, y, z)$; ω і δ – частота і початкова фаза хвилі відповідно; \vec{k} – хвильовий вектор, який направлений уздовж розповсюдження хвилі; \vec{r} – радіус-вектор, що визначає координати точки $P(x, y, z)$. Причому скалярний добуток двох векторів \vec{k} і \vec{r} визначається рівнянням

$$\vec{k}\vec{r} = \frac{2\pi}{\lambda}(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma), \quad (18)$$

де λ – довжина хвилі; $\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$ – направляючі косинуси, які визначають напрямок розповсюдження хвилі. У світловій хвилі вектор напруженості електричного поля \vec{E} завжди перпендикулярний до напрямку розповсюдження хвилі, тобто $\vec{E} \perp \vec{k}$.

Розглянемо компоненти вектору \vec{E} в площині xy (рис. 4):

$$E_x(x, y, t) = E_{0x}(x, y) \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta_x), \quad (19)$$

$$E_y(x, y, t) = E_{0y}(x, y) \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta_y), \quad (20)$$

$$E_z(x, y, t) = 0. \quad (21)$$

Встановимо взаємозв'язок між компонентами E_x і E_y шляхом вилучення із рівнянь (19) і (20) змінну часу t :

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x}{E_{0x}}\frac{E_y}{E_{0y}}\cos\delta = \sin^2\delta, \quad (22)$$

де $\delta = \delta_x - \delta_y$.

Рівняння (22) називається рівнянням поляризаційного еліпса з кутом поляризації (орієнтації) θ , який визначається рівнянням (рис. 5)

$$\operatorname{tg}2\theta = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2}\cos\delta. \quad (23)$$

Форма еліпса визначається кутом еліптичності χ як відношення меншої осі еліпса a до більшої осі b :

$$\operatorname{tg}\chi = \pm \frac{b}{a}. \quad (24)$$

Через компоненти електричного поля E_{0x} і E_{0y} , кут еліптичності можна виразити як

$$\sin 2\chi = \frac{2E_{0x}E_{0y} \sin \delta}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}. \quad (25)$$

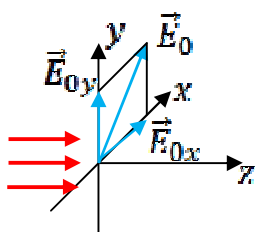


Рис. 4. Векторна модель природнього світла

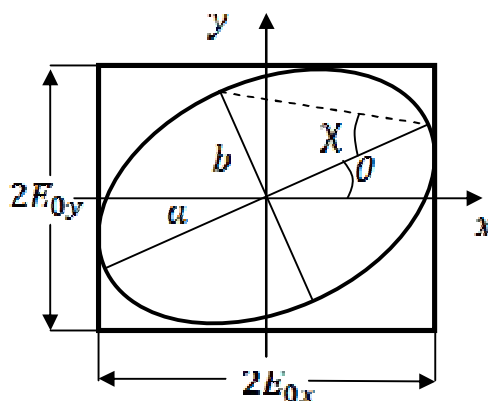


Рис. 5. Поляризаційний еліпс

В загальному випадку еліпс (22) розташований всередині прямокутника розміром $2E_{0x} \times 2E_{0y}$, і дотикається його контуру в чотирьох точках (рис. 5). Якщо третій доданок в рівнянні (22) дорівнює нулю, то осі еліпса паралельні осям x і y .

Форму еліпса можна представити у вигляді лінійної і циркулярної поляризації. Лінійна поляризація виникає у випадку, коли різниця фаз δ дорівнює 0° або 180°

Якщо $\theta = \pi$, то рівняння (22) трансформується в рівняння прямої

$$E_y = \pm \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x. \quad (26)$$

Рівняння (26) характеризує лінійно поляризоване світло, для якого кут поляризації θ визначається за формулою $\operatorname{tg}\theta = \frac{E_{0y}}{E_{0x}}$. Кут еліптичності χ для еліптичності для лінійно поляризованого світла дорівнює нулю.

Результуючий вектор $\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$ обертається за годинниковою стрілкою, коли $\sin \delta > 0$ (R -поляризація). Якщо $\sin \delta < 0$, то вектор \vec{E} обертається проти годинникової стрілки (L -поляризація). Стан поляризації визначається відношенням осей еліпса, кутом орієнтації θ і R - L -поляризаціями.

Якщо $E_{0x} = E_{0y} = E_{0c}$, а $\delta = 2\pi$, то рівняння (22) має вигляд

$$E_x^2 + E_y^2 = E_{0c}^2. \quad (27)$$

Рівняння (27) характеризує циркулярно поляризоване світло.

Вектор Стокса

Стан поляризації відбитого або випроміненого ІЧ світла (енергетичної яскравості, світності, освітленості), який визначає фонову-цільову обстановку (ФЦО), розраховується за допомогою параметрів Стокса. Поляризаційна модель ФЦО характеризується інтенсивністю зображення, ступенем поляризації і поляризаційним кутом, які визначаються параметрами Стокса. Параметри S_0, S_1, S_2, S_3 можна записати у вигляді вектору або матриці із одного стовпця.

Вектор Стокса – вектор-стовпчик, складений з чотирьох параметрів Стокса, що описують стан поляризації світла. Параметри Стокса було введено в 1852 році Габрієлом Стоксом як математично зручну альтернативу для опису стану частково поляризованого світла в термінах повної інтенсивності S_0 , ступеня поляризації P та параметрів – азимуту θ і еліптичності χ .

В табл. 1 наведені параметри Стокса, що розраховані для декількох станів поляризації. Інтенсивність світла при цьому нормувалась до $S_0 = 1$. Результати наочно показують сенс параметрів Стокса: для S_1 крайні значення ± 1 досягаються при горизонтальній і вертикальній лінійній поляризації; для S_2 – при лінійній поляризації з орієнтацією площини поляризації під кутом $\pm 45^\circ$; для S_3 – при циркулярній поляризації. Параметр $S_0 = I$ визначає інтенсивність світла, а інші параметри – стан поляризації електромагнітної хвилі. Для випадку неполяризованого світла $a = b$, $S_0 = 1$, а $S_1 = 0$. Так як δ має довільні значення, то в середньому $\sin\delta = \cos\delta = 0$. При цьому також $S_2 = S_3 = 0$.

Параметри Стокса можна визначити через компоненти електричного поля E_{0x} і E_{0y} та різницю фаз δ між двома ортогональними напруженостями електричного поля $\vec{E}_x \perp \vec{E}_y$:

$$S_0 = I_{0x} + I_{0y}; \quad (28)$$

$$S_1 = I_{0x} - I_{0y} \quad (29)$$

$$S_2 = 2\sqrt{I_{0x}I_{0y}} \cos\delta; \quad (30)$$

$$S_3 = 2\sqrt{I_{0x}I_{0y}} \sin\delta. \quad (31)$$

Перші три параметра Стокса можна визначити із інтенсивності випромінювання, поляризованого в площині, орієнтованій під кутами $0^\circ, 90^\circ$ і 45° відносно горизонту

$$S_0 = I_{0^\circ} + I_{90^\circ}; \quad (28')$$

$$S_1 = I_{0^\circ} - I_{90^\circ}; \quad (29')$$

$$S_2 = 2I_{45^\circ} - I_{0^\circ} - I_{90^\circ}. \quad (30')$$

Таблиця 1

Вектори Стокса для деяких станів поляризації

	Лінійна поляризація				Циркулярна поляризація	
	горизонтальна	вертикальна	+45°	-45°	права	ліва
θ	0	+90°	+45°	-45°	-	-
$\cos 2\theta$	1	-1	0	0	-	-
$\sin 2\theta$	0	0	1	-1	-	-
χ	0	0	0	0	+45°	-45°
$\cos 2\chi$	1	1	1	1	0	0
$\sin 2\chi$	0	0	0	0	1	-1
S_0 S_1 S_2 S_3	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

Для поляриметричного тепловізора параметри Стокса розраховуються для кожного пікселя. Інтенсивність зображення I , ступінь поляризації P і кут поляризації θ визначаються із параметрів Стокса за формулами:

$$I = S_0; P = DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0}; \theta = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{S_2}{S_1}\right). \quad (30)$$

Приклади розрахунку поляризаційних характеристик випромінювання теплових об'єктів

На рис. 6 наведені залежності часткових коефіцієнтів випромінювання ϵ_{\parallel} і ϵ_{\perp} і ступеню поляризації власного випромінювання від кута спостереження ψ для пластинки із заліза, що має комплексний показник заломлення $n_c = 5.81 - j30.4$ для довжини хвилі 10 мкм [6]. Для теплового випромінювання при кутах спостереження $\psi < 40^\circ$ складові коефіцієнта

випромінювання майже однакові $\epsilon_{\parallel} \approx \epsilon_{\perp} \approx 0.16$, але $\epsilon_{\parallel} < \epsilon_{\perp}$. При куті $\psi = 33^{\circ}$ $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{\perp} = 0.175$.
 Із збільшенням кута $\psi > 40^{\circ}$ перпендикулярна поляризаційна компонента ϵ_{\perp} монотонно зменшується до нуля, а паралельна компонента ϵ_{\parallel} збільшується і досягає максимального значення при куті 84° , а потім зменшується до нуля. Ступінь поляризації випромінювання зростає із збільшенням кута ψ , але при куті $\psi = 33^{\circ}$ вона дорівнює нулю, а при куті $\psi = 84^{\circ}$ дорівнює 0.96.

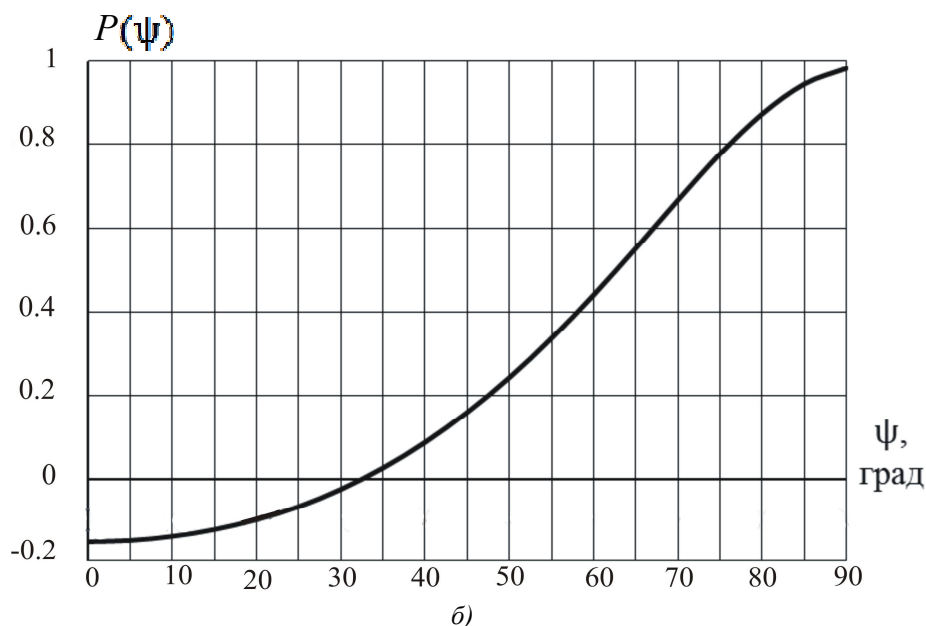
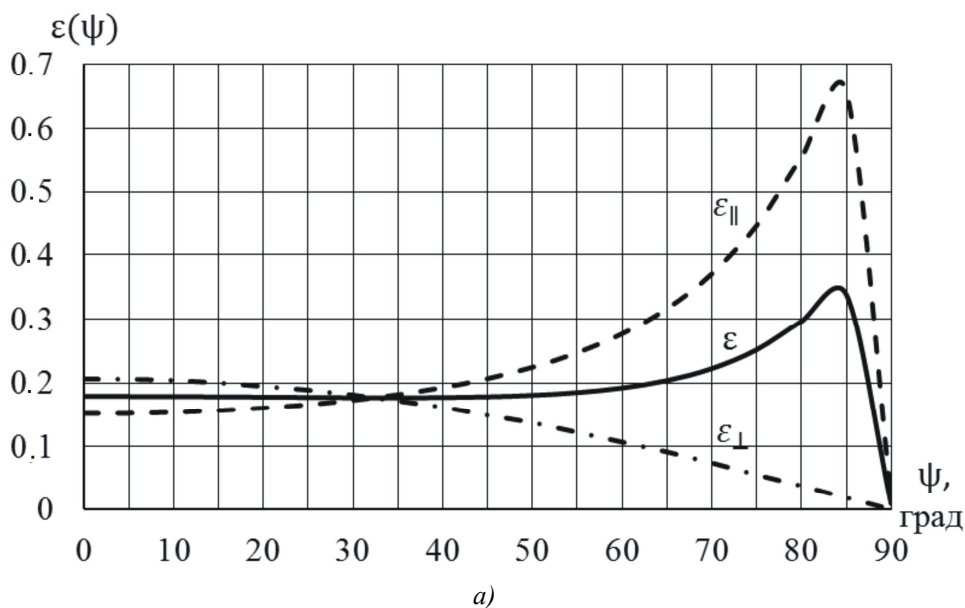


Рис. 6. Залежність складових коефіцієнтів випромінювання ϵ_{\parallel} і ϵ_{\perp} (а) і ступеню поляризації P (б) власного випромінювання поверхні заліза з комплексним показником заломлення $n_c = 5.81 - j30.4$ від кута спостереження ψ

На рис. 7 наведені залежності часткових енергетичних коефіцієнтів відбивання R_{\parallel} і R_{\perp} і ступеня поляризації P відбитого випромінювання на межі «повітря – залізо» від кута падіння θ_i .

Коефіцієнт відбивання при нормальному падінні згідно формули (14) складає біля 0,848. Для любых кутів перпендикулярно поляризована компонента є більшою, ніж паралельна компонента. Паралельна компонента має мінімум, який дорівнює 0.32, при куті падіння біля 84°. Для цього кута ступінь поляризації відбитого випромінювання дорівнює 0.49.

Для межі «повітря – діелектрик» коефіцієнт відбивання для паралельної компоненти дорівнює нулю при куті падання Брюстера (Brewster angle), а перпендикулярна компонента дорівнює одиниці.

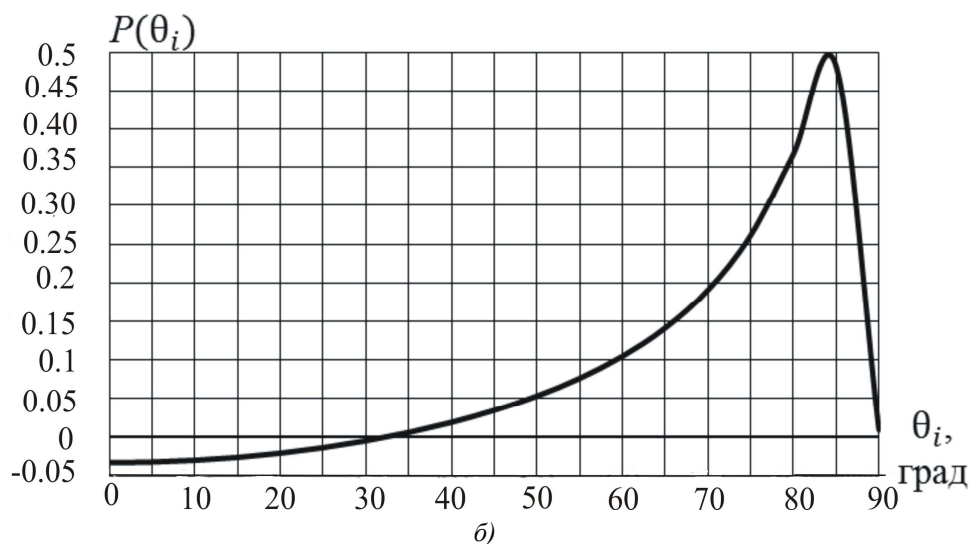
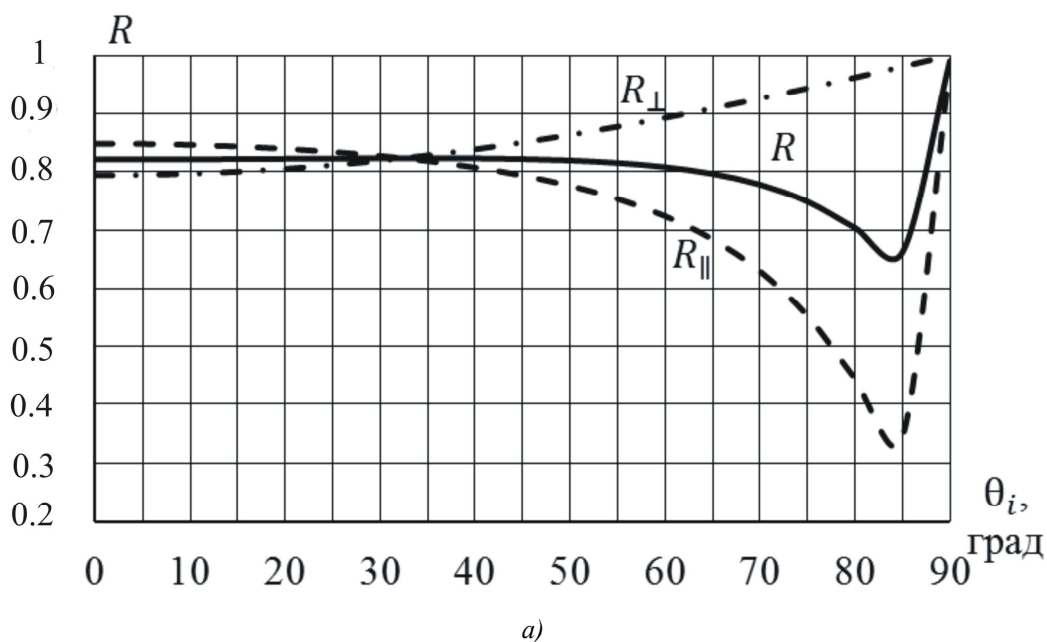


Рис. 7. Залежність складових коефіцієнта відбивання R_{\parallel} і R_{\perp} на межі «повітря – залізо» і ступеня поляризації P відбитого випромінювання від кута падіння θ_i

Висновки

Застосування тепловізорів для дослідження термоелектричних явищ і пристроїв дозволяє підвищити ефективність роботи таких пристроїв. Використання поляризаційних властивостей

ІЧ випромінювання для візуалізації теплоконтрастних об'єктів дозволяє створити новий клас високоточних оптико-електронних приладів – поляризаційних тепловізорів. Для дослідження і проектування таких тепловізорів розглянута фізико-математична модель поляризації випромінювання від об'єктів спостереження, яка враховує поляризаційні властивості власного теплового випромінювання і відбитого зовнішнього випромінювання. В результаті дослідження цієї моделі встановлено, що

1. Власне випромінювання є частково поляризованим внаслідок відмінності в коефіцієнтах випромінювання поверхні об'єкта для двох лінійно поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах хвиль. Дослідження складових коефіцієнтів випромінювання показало, що складова для хвилі, що поляризована в площині падіння, більша за складову, що поляризована в перпендикулярній площині.
2. Відбите зовнішнє випромінювання також є частково поляризованим внаслідок відмінності в коефіцієнтах відбивання поверхні об'єкта для двох лінійно поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах хвиль. Причому складова, що поляризована в площині падіння завжди менша за складову, що поляризована в перпендикулярній площині.
3. Для моделювання поляризаційного стану випромінювання об'єкта спостереження доцільно обирати інтенсивність зображення, ступінь поляризації і поляризаційний кут, які визначаються параметрами Стокса.
4. Розроблена модель була застосована для дослідження поляризаційних властивостей випромінювання плоскої залізної пластини, яка мала комплексний показник заломлення $n_c = 5.81 - j30.4$. Аналіз отриманих результатів свідчить про те, що
 - 4.1. Для теплового випромінювання при кутах спостереження $\psi < 40^\circ$ складові коефіцієнта випромінювання майже однакові $\varepsilon_{\parallel} \approx \varepsilon_{\perp} \approx 0.16$, але $\varepsilon_{\parallel} < \varepsilon_{\perp}$. Із збільшенням кута спостереження $\psi < 40^\circ$ перпендикулярна поляризаційна компонента ε_{\perp} монотонно зменшується до нуля, а паралельна компонента ε_{\parallel} збільшується і досягає максимального значення при куті 84° , а потім зменшується до нуля. Ступінь поляризації випромінювання зростає із збільшенням кута ψ і при куті $\psi = 84^\circ$ вона дорівнює 0.49;
 - 4.2. Коефіцієнт відбивання при нормальному падінні дорівнює 0.85. Для любых кутів перпендикулярно поляризована компонента є більшою, ніж паралельна компонента. Паралельна компонента має мінімум, який дорівнює 0.32 при куті падіння 84° . Для цього кута ступінь поляризації відбитого випромінювання дорівнює 0.49.
5. Отримані результати досліджень доцільно використовувати при розробці моделі термоелектриків, яка необхідна при проектуванні поляризаційного тепловізора.

Література

1. Zhao Yonqiang. Multi-band Polarization Imaging and Applications / Yonqiang Zhao, Chen Yi, Seong G. Kog, Quan Pan, Yongmei Cheng. – National Defense Industry Press, Beijing and Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2016. – 200 p.
2. Polarization Bin Yang, Taixia Wu, Wei Chen, Yanfei LI, Yuri Knjazihhin and other. Polarization Remote Sensing Physical Mechanism, Key Methods and Application. – The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences. – Wuhan, China. – 2017. – Vol XLII-2/W7. – pp 956-960.
3. Анатичук Л.І., Вихор Л.М., Коцур М.П., Кобилянський Р.Р., Каденюк Т.Я. Оптимальне

- керування часовою залежністю температури охолодження в термоелектричних пристроях // Термоелектрика. – № 5. – 2016. – С.5-11.
4. Born M., Wolf E. *Principles of optics*, Cambridge University Press, 7th edition, 2002.
 5. Vollmer Michael. *Infrared Thermal Imaging. Fundamentals, Research and Applications.* / Michael Vollmer and Klaus-Peter Mollman. Second Edition. – Wiley – VCH, Weinheim, Germany. – 2018. – pp. 788.
 6. Колобродов В.Г. Проектування тепловізійних і телевізійних систем спостереження / В.Г. Колобродов В.Г., М.І. Лихоліт. – К.: НТУУ «КПІ», 2007. – 364 с.
 7. Siegel, R., Howell, J.R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, 2nd edition, Hemisphere Publishing Corp., 1981.
 8. Vollmer M. Identification and Suppression of Thermal Imaging // M. Vollmer, S. Karstadt, K.-P. Mollmann, F. Pinno // *InfraMation Proceedings.* – University of Applied Sciences, Brandenbueg (Germany). – 2001. – ITC 104 A.

Надійшла до редакції 26.02.20

Колобродов В.Г., докт. техн. наук, професор
Микитенко В.І., докт. техн. наук, доцент
Тимчик Г.С., докт. техн. наук, професор

Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского», проспект Победы, 37,
Киев, 03056, Украина, e-mail: deanpb@kpi.ua

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОКОНТРАСТНЫХ ОБЪЕКТОВ НАБЛЮДЕНИЯ

В статье предложена поляризационная модель тепловизора с целью его применения при исследовании термоэлектрических явлений и устройств, позволяет повысить эффективность работы таких устройств. Для исследования и проектирования таких тепловизоров рассмотрена физико-математическая модель поляризации излучения от объектов наблюдения, которая учитывает поляризационные свойства собственного теплового излучения и отраженного внешнего излучения. Разработанная модель была применена для определения поляризационных свойств излучения плоской железной пластины. Анализ полученных результатов свидетельствует о том, что для теплового излучения при углах наблюдения, $\psi < 40^\circ$ составляющие коэффициента излучения почти одинаковы $\epsilon_{\parallel} \approx \epsilon_{\perp} \approx 0.16$, но $\epsilon_{\parallel} < \epsilon_{\perp}$. С увеличением угла наблюдения $\psi > 40^\circ$ перпендикулярная поляризационная компонента ϵ_{\perp} монотонно уменьшается до нуля, а параллельная компонента ϵ_{\parallel} увеличивается и достигает максимального значения при угле $\psi = 84^\circ$, а затем уменьшается до нуля. Степень поляризации излучения возрастает с увеличением

угла ψ и при угле $\psi = 84^\circ$ равен 0.96. Полученные результаты исследований целесообразно использовать при разработке модели термоэлектриков, которая может использоваться при проектировании поляризационного тепловизора. Библи. 8, рис. 7, табл. 1.

Ключевые слова: Поляризационный тепловизор, температурное разделение, частично поляризованное излучение, степень поляризации.

V.G. Kolobrodov, doc. techn. sciens, professor
V.I. Mykytenko, doc. techn. sciences, assist professor
G.S. Tymchuk, doc. techn. sciens, professor

National Technical University of Ukraine
"Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute"
37 Peremohy Ave., Kyiv, 03056, Ukraine
e-mail: deanpb@kpi.ua

POLARIZATION MODEL OF THERMAL CONTRAST OBSERVATION OBJECTS

This paper proposes a polarization model of a thermal imager for the purpose of its application in the study of thermoelectric phenomena and devices, which allows increasing the efficiency of such devices. To study and design such thermal imagers, a physico-mathematical model of polarization of radiation from observation objects is considered, which takes into account the polarization properties of the intrinsic thermal radiation and the reflected external radiation. The developed model was used to determine the polarization properties of the radiation from a flat iron plate. The analysis of the obtained results shows that for thermal radiation at observation angles $\psi < 40^\circ$ the components of the radiation coefficient are almost identical $\varepsilon_{\parallel} \approx \varepsilon_{\perp} \approx 0.16$, but $\varepsilon_{\parallel} < \varepsilon_{\perp}$. As the observation angle $\psi < 40^\circ$ increases, the perpendicular polarization component ε_{\perp} decreases monotonically to zero, and the parallel component ε_{\parallel} increases and reaches its maximum value at an angle $\psi = 84^\circ$, and then decreases to zero. The degree of polarization of radiation increases with increasing angle ψ and at an angle $\psi = 84^\circ$ is equal to 0.96. The obtained research results are worthwhile to be used in the development of a model of thermoelectrics which can be employed in the design of a polarization thermal imager. Bibl. 43, Tabl. 1, Fig. 7.

Key words: polarization thermal imager, temperature distribution, partially polarized radiation, degree of polarization.

References

1. Zhao Yonqiang, Yi Chen, Kog Seong G., Pan Quan, Cheng Yongmei (2016). *Multi-band polarization imaging and applications*. Berlin Heidelberg: National Defense Industry Press, Beijing and Springer-Verlag.
2. Yang Bin, Wu Taixia, Chen Wei, Li Yanfei, Knjazhikhin Yuri, et.al. (2017). Polarization remote sensing physical mechanism, key methods and application. *The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences*, XLII-2/W7, 956-960.

3. Anatyshuk L.I., Vikhor L.M., Kotsur M.P., Kobylanskyi R.R., Kadaniuk T.Ya. (2016). Optimal control of time dependence of cooling temperature in thermoelectric devices. *J. Thermoelectricity*, 5, 5-11.
4. Born M., Wolf E. (2002). *Principles of optics*, 7th ed., Cambridge University Press.
5. Vollmer Michael and Mollman Klaus-Peter (2018). *Infrared thermal imaging. Fundamentals, research and applications*. 2nd ed. Weinheim: Wiley – VCH.
6. Kolobrodov V.G., Lykholit M.I. (2007). *Design of thermal imaging and television surveillance systems*. Kyiv: NTUU “ KPI” [in Ukrainian].
7. Siegel R., Howell J.R. (1981). *Thermal radiation heat transfer*, 2nd ed. Hemisphere Publishing Corp.
8. Vollmer M., Karstadt S., Mollman K-P., Pinno F. (2001). Identification and suppression of thermal imaging. *InfraMation Proceedings*. University of Applied Sciences: Brandenburg (Germany).

Submitted 26.02.2020