

УДК 621.384.3

# Енергетична модель оптичної системи поляриметричного тепловізора

Колобродов В. Г.

Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського", м. Київ, Україна

E-mail: [thermo@ukr.net](mailto:thermo@ukr.net)

Поляриметричне дистанційне зондування є відносно новим напрямком теплобачення та має різноманітні сфери застосування. Останнім часом тепловізори широко використовуються у військовій справі в якості систем спостереження, які дозволяють виявити і розпізнати цілі на граничній дальності цілодобово в складних метеоумовах за умови наявності теплового радіаційного контрасту між ціллю і фоном. При відсутності такого контрасту ціль можна виявити за допомогою новітніх тепловізорів, в яких джерелом інформації є відмінність поляризаційних характеристик випромінювання цілі від фону (завади). Оптична система і матричний приймач випромінювання (МПВ) поляриметричного тепловізора (ПТ) дозволяють вимірювати параметри вектору Стокса, на основі яких формується поляриметричне зображення. Метою статті є дослідження процесу перетворення зовнішнього та внутрішнього ІЧ випромінювання в оптичній системі ПТ для покращення якості зображення. Розглянуто два потенційних джерела поляризованого випромінювання: відбита енергія, яка розраховується за формулами Френеля, і стан поляризації власного випромінювання. Кінцевий стан поляризації буде залежати від ступеня поляризації, обумовленої кожним із цих компонентів і їх відносної величини. Враховано зовнішнє і внутрішнє випромінювання, що надходять до вхідної зони ІЧ об'єктива, а саме потік, відбитий від поверхні дрона; власне (емісійне) теплове випромінювання дрона; випромінювання атмосфери між ціллю і ПТ; відбите і власне випромінювання поверхні фазової пластинки і поляризатора. Отримано формули для розрахунку параметрів вектора Стокса, а також ступеня поляризації випромінювання, що надходить на піксель МПВ, які враховують орієнтацію поляризатора, ступінь поляризації випромінювання цілі і атмосфери, коефіцієнти випромінювання і відбивання цілі, яскравість атмосфери. Практичне застосування цих формул свідчить про те, що відношення сигнал/шум в ПТ, а отже і якість зображення, і максимальну дальність розрізнення цілей, можливо значно покращити порівняно з класичними тепловізорами.

*Ключові слова:* поляриметричний тепловізор; відбите і емісійне випромінювання; вектор Стокса; ступінь поляризації

DOI: [10.20535/RADAP.2024.95.47-53](https://doi.org/10.20535/RADAP.2024.95.47-53)

## Вступ

Сфера застосування поляриметричного дистанційного зондування є відносно новою та значною мірою нерозвинутою галуззю. Поляриметричне дистанційне зондування є лише підмножиною дистанційного зондування, яке використовує поляризовану природу електромагнітної енергії, щоб пізнавати світ [1–3].

Останнім часом тепловізори широко використовуються у військовій справі в якості систем спостереження, які дозволяють виявити і розпізнати цілі на граничній дальності цілодобово в складних метеоумовах [1, 4–6]. Принцип роботи класичних тепловізорів базується на реєстрації теплового інфрачервоного (ІЧ) випромінювання від цілі і фону. Виявити ціль можливо за умови радіаційного (температурного) контрасту між ціллю і фоном. Якщо

такого контрасту не існує, то виявити ціль принципово неможливо. Для виявлення таких цілей почали досліджувати нові тепловізори, в яких джерелом інформації є відмінність поляризаційних характеристик випромінювання цілі від фону (завади), тобто вони здатні працювати навіть при відсутності контрасту між ціллю і завадою.

Основними характеристиками поляризованого випромінювання є інтенсивність, ступінь поляризації, азимут і еліптичність поляризації [7–9]. Ці характеристики визначаються фізичними процесами випромінювання поверхні цілей і фонів за рахунок власного випромінювання і відбивання зовнішнього випромінювання, а також власного випромінювання і розсіювання атмосфери. Для вимірювання цих характеристик в ІЧ області спектра використовують поляриметричні тепловізори (ПТ).

Для створення ПТ необхідно знати фізико-математичні моделі і процеси формування зображення, використовуючи відмінності в поляризаційних характеристиках цілей і фонів. Оптична система і матричний приймач випромінювання (МПВ) ПТ дозволяють вимірювати параметри вектору Стокса, на основі яких формується поляриметричне зображення. Існує багато монографій і статей, де розглядаються фізичні процеси вимірювання параметрів вектора Стокса і отримання поляриметричних зображень [10–15]. В той же час практично відсутня інформація про дослідження енергетичних характеристик оптичних систем ПТ, які визначають якість зображення і граничні дальності виявлення і розпізнавання цілі.

## 1 Постановка задачі

Метою статті є дослідження процесу перетворення зовнішнього і внутрішнього ГЧ випромінювання в оптичній системі поляриметричного тепловізора для покращення якості поляриметричного зображення.

## 2 Фізико-математична модель поляриметричного тепловізора

У тепловому інфрачервоному діапазоні ми маємо два потенційних джерела поляризованої енергії випромінювання. Перший – це відбита енергія, яка розраховується за формулами Френеля [11–14]. Другий включає стан поляризації власного випромінювання [6, 7]. Кінцевий стан поляризації буде залежати від ступеня поляризації, обумовленої кожним із цих компонентів і їх відносної величини.

Принцип роботи ПТ полягає в наступному. Досліджуване частково поляризоване випромінювання з амплітудою  $\vec{E}_{pp}$  від цілі та фону проходить через четверть хвильову пластину (затримувач фази, *redapter*), яка може змінювати різницю фаз  $\varepsilon$  між складовими  $\vec{E}_x$  і  $\vec{E}_y$  вектора  $\vec{E}_{lp}$  за допомогою механічного обертання, або неперервної періодичної модуляції (Рис. 1), і поляризатор, який формує лінійно поляризоване випромінювання з кутом поляризації  $\theta_p$  (Рис. 2). Матричний приймач випромінювання формує групу значень інтенсивності вихідного випромінювання, які використовуються для отримання чотирьох параметрів вектора Стокса поляриметричного зображення шляхом зміни кутів  $\theta_p$  і  $\varepsilon$  [7, 8].

Нехай частково поляризоване випромінювання з інтенсивністю  $I_0$  і частотою  $\omega$  розповсюджується уздовж осі  $z$ . Напруженість електричного поля  $\vec{E}_{pp}$  розкладемо на дві плоскі хвилі  $\vec{E}_x(t)$  і  $\vec{E}_y(t)$ , що поляризовані уздовж осей  $x$  і  $y$ :

$$E_x(t) = E_{x0} \exp[j(\varphi_x(t) - \omega t)]; \quad (1)$$

$$E_y(t) = E_{y0} \exp[j(\varphi_y(t) - \omega t)], \quad (2)$$

де  $E_{x0}$  і  $E_{y0}$  – амплітуди складових електричного поля уздовж осей  $x$  і  $y$ , що мають фази  $\varphi_x(t)$  і  $\varphi_y(t)$  (Рисунок 1).

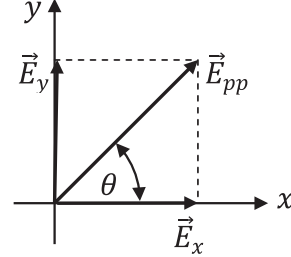


Рис. 1. Розклад напруженості частково поляризованого світла  $\vec{E}_{pp}$  на дві плоскі хвилі  $\vec{E}_x(t)$  і  $\vec{E}_y(t)$

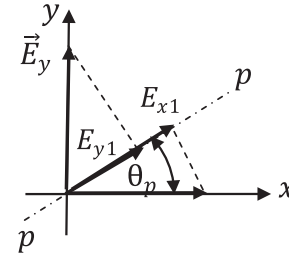


Рис. 2. Формування двох плоских хвиль на вході об'єктива ПТ

Хвилі  $E_x(t)$  і  $E_y(t)$  проходять через фазову пластинку, що забезпечує фазовий кут  $\varepsilon$  між хвилями  $E_x(t)$  і  $E_y(t)$ , і поляризатор з площиною поляризації, яка орієнтована під кутом  $\theta_p$  відносно осі  $x$  (Рис. 2). Тому на виході поляризатора пластини формується електричне поле, амплітуда якого описується функцією

$$E(t, \theta_p, \varepsilon) = E_{x1} + E_{y1} = E_x \cos \theta_p + E_y e^{j\varepsilon} \sin \theta_p. \quad (3)$$

Тоді інтенсивність результуючої хвилі

$$\begin{aligned} I(\theta, \varepsilon) &= \langle EE^* \rangle = \langle E_x E_x^* \rangle \cos^2 \theta_p + \langle E_y E_y^* \rangle \sin^2 \theta_p + \\ &+ \langle E_x E_y^* \rangle \cos \theta_p e^{-j\varepsilon} \sin \theta_p + \langle E_x^* E_y \rangle \cos \theta_p e^{j\varepsilon} \sin \theta_p = \\ &= I_x \cos^2 \theta_p + I_y \sin^2 \theta_p + 2\sqrt{I_x I_y} \cos \theta_p \sin \theta_p \cos(\delta - \varepsilon), \end{aligned} \quad (4)$$

де  $I_x$  і  $I_y$  – інтенсивності складових частково поляризованого світла уздовж осей  $x$  і  $y$ ;  $\delta = \varphi_x - \varphi_y$  – фазовий кут між комплексними амплітудами  $E_x$  і  $E_y$ .

Рівняння (4) дозволяє отримати чотири параметри вектора Стокса, які залежать від кутів  $\{\theta_p, \varepsilon\}$  [7, 8]:

$$S_0 = I_x + I_y = I(0^\circ, 0) + I(90^\circ, 0); \quad (5)$$

$$S_1 = I_x - I_y = I(0^\circ, 0) - I(90^\circ, 0); \quad (6)$$

$$S_2 = 2\sqrt{I_x I_y} \cos \delta = I(45^\circ, 0) - I(135^\circ, 0); \quad (7)$$

$$S_3 = 2\sqrt{I_x I_y} \sin \delta = I(45^\circ, \pi/2) - I(135^\circ, \pi/2). \quad (8)$$

Компоненти вектора Стокса характеризують параметри поляризації випромінювання:  $S_0$  – інтенсивність;  $S_1$  – параметр переважної горизонтальної поляризації;  $S_2$  – параметр переважної діагональної поляризації;  $S_3$  – параметр переважної циркулярної поляризації. Поєднання поворотного лінійного поляризатора та чверть хвильової пластини дозволяє вимірювати всі чотири параметри Стокса.

Вектори Стокса дозволяють отримати основні параметри поляризації випромінювання: інтенсивність  $I_0$ , ступінь поляризації  $P$ , кут поляризації  $\theta_p$  і еліптичність поляризації  $\gamma$  (Рисунок 3) [7, 8]:

$$I_0 = S_0; \quad P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}; \quad (9)$$

$$\theta_p = \tan^{-1} \left( \frac{S_2}{S_1} \right); \quad \gamma = \tan^{-1} \left( \frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \right).$$

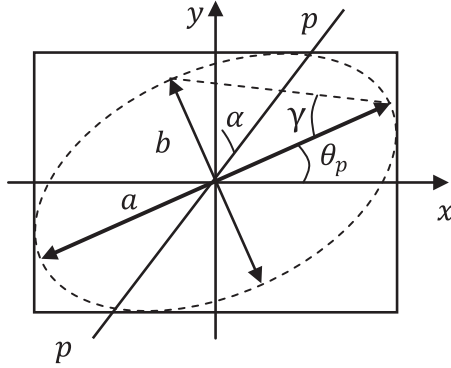


Рис. 3. Траєкторія вектора  $\vec{E}(t, \theta_p, \varepsilon)$  при частковій поляризації

Авторами монографії [9] було встановлено, що стоксові параметри  $S_2$  і  $S_3$  теплового випромінювання дорівнюють нулю в межах рівня шуму вимірювань. Часткова поляризація усіх зразків, що використовувались при дослідженнях, показала, що величина параметру  $S_1$  завжди була негативною, що вказує на часткову Р-поляризацію. Тому розглядають ступінь лінійної поляризації  $DoLP$  і кут еліптичності  $\gamma$  для такого випадку:

$$P = DoLP = \frac{S_1}{S_0}; \quad \gamma = 0. \quad (10)$$

### 3 Енергетична модель оптичної системи ПТ

Розглянемо загальну модель сприйняття ІЧ випромінювання ПТ, оснащеного лінійним поляризатором, що має можливість обертатися навколо осі

оптичної системи, для виявлення дрона. Нехай кут повороту поляризатора дорівнює  $\alpha$ . Будемо розглядати п'ять складових ІЧ випромінювання, яке надходить до вхідної зіниці ПТ:

1. Потік, відбитий від поверхні дрона  $\Phi_1 = \frac{1}{\pi} M_A(T_A) \tau_A(R) R_t A_t \Omega_p T_p(\alpha)$ , де  $R_t$  – інтегральний коефіцієнт відбивання поверхні дрона;  $M_A(T)$  – світність атмосфери, яка має температуру  $T_A$ .

2. Власне (емісійне) теплове випромінювання дрона  $\Phi_2 = \frac{1}{\pi} M_{et}(T_t) \varepsilon_t \tau_A(R) T_p(\alpha) A_t \Omega_p$ , де  $\varepsilon_t$  – коефіцієнт випромінювання поверхні дрона;  $T_p(\alpha)$  – коефіцієнт пропускання поляризатора, який залежить від його кутового положення  $\alpha$ .

3. Випромінювання атмосфери між ціллю і ПТ  $\Phi_3 = \frac{1}{\pi} M_A(T_A) \tau_A(R) T_p(\alpha) A_t \Omega_p$ .

4. Випромінювання, відбите від поверхні фазової пластинки і поляризатора  $\Phi_4 = \frac{1}{\pi} M_A(T_A) R_p A_t \Omega_p$ .

5. Власне теплове випромінювання поверхні фазової пластинки і поляризатора  $\Phi_5 = \frac{1}{\pi} M_{ep}(T_p) \varepsilon_p A_t \Omega_p$ .

Інтегральний потік випромінювання, що надходить до вхідної зіниці об'єктива ПТ від об'єкта, поверхня якого випромінює за законом Бугера-Ламберта, визначають як [4]

$$\Phi_t = \frac{1}{\pi} M_{ep}(T_t) \varepsilon_t \tau_A(R) A_t \Omega_p, \quad (11)$$

де  $M_{ep}(T_t)$  – інтегральна світність поверхні об'єкта спостереження, який має температуру  $T_t$ ;  $\varepsilon_t$  – коефіцієнт випромінювання поверхні об'єкта;  $\Omega_p = A_p/R^2$  – тілесний кут, у межах якого випромінювання поширюється від об'єкта до ПТ;  $A_p$  – площа вхідної зіниці об'єктива;  $A_t$  – площа об'єкта в межах миттєвого поля зору;  $R$  – відстань між ПТ і об'єктом.

Таким чином, загальний потік випромінювання, що надходить до вхідної зіниці об'єктива ПТ, становить

$$\begin{aligned} \Phi_\Sigma &= \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4 + \Phi_5 = \\ &= \frac{1}{\pi} M_A(T_A) \tau_A(R) R_t A_t \Omega_p T_p(\alpha) + \\ &+ \frac{1}{\pi} M_{et}(T_t) \varepsilon_t \tau_A(R) T_p(\alpha) A_t \Omega_p + \\ &+ \frac{1}{\pi} M_A(T_A) \tau_A(R) T_p(\alpha) A_t \Omega_p + \\ &+ \frac{1}{\pi} M_A(T) R_p A_t \Omega_p + \frac{1}{\pi} M_{ep}(T_p) \varepsilon_p A_t \Omega_p. \end{aligned} \quad (12)$$

Численні дослідження свідчать про те, що випромінювання атмосфери є природним, а дронів – частково поляризованим [1, 8]. Усі п'ять складових членів, що наведені у рівнянні (12), формують освітленість у вхідній зіниці ІЧ об'єктива ПТ.

## 4 Методи розрахунку ІЧ випромінювання, що надходить до ПТ

Розглянемо методи розрахунку потоку ІЧ випромінювання окремих складових  $\Phi_i$ , які входять у співвідношення (12), використовуючи формулу (11) за умови, що складові формуються ламбертовськими джерелами випромінювання:

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \frac{1}{\pi} M_A(T) \tau_A(R) R_t A_t \Omega_p T_p(\alpha) = \\ &= L_A \tau_A(R) R_t A_D \left( \frac{R}{f_o} \right)^2 \frac{A_p}{R^2} T_p(\alpha) = \\ &= L_A \tau_A(R) R_t A_D \left( \frac{R}{f_o} \right)^2 \frac{\pi D_o^2}{4f_o^2} T_p(\alpha) = \\ &= L_A \tau_A(R) R_t A_D \frac{\pi}{4k_o^2} T_p(\alpha),\end{aligned}\quad (13)$$

де  $L_A$  – яскравість атмосфери;  $k_o = f_o/D_p$  – діафрагмове число об'єктива;

$$\begin{aligned}\Phi_2 &= \frac{1}{\pi} M_{BB}(T_t) \varepsilon_t \tau_A(R) T_p(\alpha) A_t \Omega_p = \\ &= L_{BB}(T_t) \tau_A(R) \varepsilon_t T_p(\alpha) A_D \frac{\pi}{4k_o^2},\end{aligned}\quad (14)$$

де  $L_{BB}(T_t)$  – яскравість абсолютно чорного тіла, що має температуру цілі  $T_t$ ;

$$\begin{aligned}\Phi_3 &= \frac{1}{\pi} M_A(T) \tau_A(R) T_p(\alpha) A_t \Omega_p = \\ &= L_{BB}(T_A) \tau_A(R) T_p(\alpha) A_D \frac{\pi}{4k_o^2};\end{aligned}\quad (15)$$

$$\Phi_4 = \frac{1}{\pi} M_A(T) R_p A_t \Omega_p = L_{BB}(T_A) R_p A_D \frac{\pi}{4k_o^2}; \quad (16)$$

$$\Phi_5 = \frac{1}{\pi} M_{ep}(T) \varepsilon_p A_t \Omega_p = L_{BB}(T_p) \varepsilon_p A_D \frac{\pi}{4k_o^2}. \quad (17)$$

Яскравість атмосфери  $L_{BB}(T_A)$  визначається інтегруванням по усій півкулі неба і змінюється пропорціонально косинусу кута падіння від нормалі до поверхні і коефіцієнту пропускання атмосфери від цілі до ТП.

## 5 Аналіз поляризаційних характеристик випромінювання, яке реєструє ПТ

Визначимо залежність результуючого потоку випромінювання  $\Phi_\Sigma$  від кутового положення  $\alpha$  поляризатора. Для частково поляризованого випромінювання  $\vec{E}_{pp}$  розглянемо його модель у вигляді двох складових: природньої  $\vec{E}_n$  і плоско поляризованої  $\vec{E}_p$  [4, 5, 9],

$$\vec{E}_{pp} = \vec{E}_n + \vec{E}_p. \quad (18)$$

Тоді інтенсивність частково поляризованого випромінювання  $I_{pp} = I_0$  буде дорівнювати сумі природньої інтенсивності  $I_n$  і поляризованої інтенсивності  $I_p$

$$I_{pp} = I_0 = I_n + I_p. \quad (19)$$

Після проходження поляризатора формується випромінювання, інтенсивність якого згідно з законом Малюса дорівнює

$$I'_{pp} = 0,5I_n + I_p \cos^2 \alpha, \quad (20)$$

де  $0,5I_n$  – природня компонента;  $I_p \cos^2 \alpha$  – лінійно поляризована компонента;  $\alpha$  – кут між площиною поляризації поляризованої складової  $\vec{E}_p$  частково поляризованого випромінювання і площиною поляризації поляризатора (Рис. 3).

Тоді результуючий потік випромінювання  $\Phi_\Sigma$ , що надходить до вхідної зіниці об'єктива ПТ, з урахуванням (12)–(20) буде дорівнювати

$$\begin{aligned}\Phi_\Sigma &= A_D \frac{\pi}{4k_o^2} [L_A \tau_A(R) R_t T_p(\alpha) + \\ &+ 0,5L_{BB}(T_t) \varepsilon_t \tau_A(R) + L_{BB}(T_A) \tau_A(R) T_p(\alpha) + \\ &+ L_{BB}(T_A) R_p + 0,5L_{BB}(T_p) \varepsilon_p].\end{aligned}\quad (21)$$

Якщо в полі зору пікселя МПВ відсутня ціль, то потік який надходить до пікселя буде дорівнювати

$$\Phi_{\Sigma b} = A_D \frac{\pi}{4k_o^2} \{0,5L_A \tau_A(R) + L_{BB}(T_A) R_p + L_{BB}(T_p) \varepsilon_p\}. \quad (22)$$

Якщо в полі зору пікселя МПВ ціль присутня, то потік який надходить до пікселя буде дорівнювати

$$\begin{aligned}\Phi_{\Sigma t} &= A_D \frac{\pi}{4k_o^2} \{ \tau_A(R) T_p(\alpha) [L_{BB}(T_t) \varepsilon_t + L_{BB}(T_A) R_t] + \\ &+ L_{BB}(T_A) R_p + L_{BB}(T_p) \varepsilon_p \}.\end{aligned}\quad (23)$$

Для врахування дії поляризатора використаємо співвідношення (20). Тоді

$$\begin{aligned}\Phi_{\Sigma t} &= A_D \frac{\pi}{4k_o^2} \{ 0,5L_A \tau_A(R) + \tau_A(R) [\{ 0,5L_{BB,n}(T_t) + \\ &+ L_{BB,p} \cos^2 \alpha \} \varepsilon_t + 0,5L_{BB}(T_A) R_t] + \\ &+ L_{BB}(T_A) R_p + L_{BB}(T_p) \varepsilon_p \}.\end{aligned}\quad (24)$$

В ПТ параметри поляризованого випромінювання визначаються у кожному пікселі МПВ. Визначимо ступінь поляризації такого випромінювання використовуючи формулу [3]

$$P = \frac{\Phi_{\Sigma t, \max} - \Phi_{\Sigma t, \min}}{\Phi_{\Sigma t, \max} + \Phi_{\Sigma t, \min}}, \quad (25)$$

де  $\Phi_{\Sigma t, \max}$  – максимальний потік випромінювання від цілі, коли згідно з (20) кут орієнтації поляризатора  $\alpha = 0^\circ$ ;  $\Phi_{\Sigma t, \min}$  – мінімальний потік випромінювання від цілі, коли кут орієнтації поляризатора  $\alpha = 90^\circ$ .

Підставимо співвідношення (24) до формули (25). Після ряду перетворень отримаємо ступінь поляризації випромінювання від цілі

$$P_t = \frac{L_{BB,p}}{L_{BB,p} + L_{BB,n}(T_t)}. \quad (26)$$

Очевидно, що ступінь поляризації випромінювання від фону  $C_b = 0$ .

Тоді різниця ступенів поляризації

$$C_t - C_b = \frac{L_{BB,p}}{L_{BB,p} + L_{BB,n}(T_t)}.$$

## 6 Методи розрахунку параметрів вектора Стокса випромінювання, яке реєструє ТП

Для спрощення розрахунків параметрів вектора Стокса зробимо ряд наближень:

1. Для енергетичної моделі оптичної системи ПТ будемо розглядати потоки випромінювання  $\Phi_i$ , що надходять до відповідних пікселів МПВ, а не інтенсивності, що входять у формули (5)–(6), тобто  $I(\theta, \varepsilon) \cong \Phi_i(\alpha, \varepsilon)$ .

2. Потік випромінювання від поляризатора і фазової пластинки достатньо малий, тобто  $\Phi_4 \approx 0$  і  $\Phi_5 \approx 0$ .

Тоді формули (5)–(7) з урахуванням (24) матимуть вигляд

$$S_0 = \Phi(0^\circ, 0) + \Phi(90^\circ, 0) = A_D \frac{\pi}{4k_o^2} \times \{ \tau_A(R) [ \{ L_{BB,n}(T_t) + L_{BB,p} \} \varepsilon_t + L_{BB}(T_A) R_t ] \}; \quad (5')$$

$$S_1 = \Phi(0^\circ, 0) - \Phi(90^\circ, 0) = A_D \frac{\pi}{4k_o^2} \{ \tau_A(R) [ \{ L_{BB,p} \} \varepsilon_t ] \}; \quad (6')$$

$$S_2 = \Phi(45^\circ, 0) - \Phi(135^\circ, 0) = A_D \frac{\pi}{4k_o^2} \{ \tau_A(R) [ \{ 0,5 L_{BB,p} \} \varepsilon_t ] \}. \quad (7')$$

## 7 Приклад розрахунку ступеня поляризації на виході оптичної системи ПТ

Ступінь поляризації випромінювання, що надходить на піксель МПВ, будемо розраховувати за формулою (10) з урахуванням параметрів вектора Стокса. Після підстановки (5') і (6') до (10) маємо

$$P = \frac{S_1}{S_0} = \frac{L_{BB,p} \varepsilon_t}{[L_{BB,n}(T_t) + L_{BB,p}] \varepsilon_t + L_{BB}(T_A) R_t}. \quad (27)$$

В якості прикладу розглянемо модель дрона, для якого:

- коефіцієнт випромінювання  $\varepsilon_t = 0,2$ ;

- ступінь поляризації  $P_t = 0,1$ ;
- температура поверхні  $T_t = 300$  К;
- коефіцієнт відбивання  $R_t = 0,8$ .

Яскравість цілі знайдемо за формулою Планка [6]

$$L(T_t) = \frac{\varepsilon_t}{\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{c_1}{\lambda^5 [\exp(\frac{c_2}{\lambda T_t}) - 1]} d\lambda, \quad \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср}}, \quad (28)$$

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

Використовуючи табл. 3.3 із [4] для температури цілі  $T_t = 300$  К і коефіцієнта випромінювання  $\varepsilon_t = 0,2$  яскравість цілі в спектральному діапазоні  $\Delta\lambda = 8\text{--}14$  мкм дорівнює

$$L_{BB,n}(T_t) + L_{BB,p} = L_t = \frac{0,2}{\pi} \cdot 17,3 = 1,1 \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср}}.$$

Розрахуємо складові яскравості  $L_{BB,n}(T_t)$  і  $L_{BB,p}$  використовуючи ступінь поляризації  $P_t = 0,1$  випромінювання поверхні дрона. Із формули (26) маємо

$$L_{BB,p} = P_t L_t = 0,1 \cdot 1,1 \approx 0,1 \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср}};$$

$$L_{BB,n} = L_t - L_{BB,p} \approx 1 \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср}}.$$

Інтегральну енергетичну яскравість атмосфери в спектральному діапазоні 8–14 мкм визначимо як  $L_{BB}(T_A) = L_\lambda \Delta\lambda$ , де  $L_\lambda$  – спектральна енергетична яскравість, яка при температурі повітря  $10^\circ\text{C}$  і куті візування неба  $14,5^\circ$  має спектральну енергетичну яскравість  $0,1 \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{мкм}}$  при довжині хвилі 10 мкм, що відповідає випромінюванню АЧТ при температурі  $-10^\circ\text{C}$  [4]. Встановлено, що власне випромінювання у зеніті на порядок менше за випромінювання АЧТ при тій же температурі. Тоді  $L_{BB}(T_A) = 0,6 \frac{\text{мВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{ср}}$ .

Після підстановки отриманих значень яскравості до формули (27) отримаємо ступінь поляризації випромінювання, що надходить на піксель МПВ

$$P = \frac{0,1 \cdot 0,2}{[1 + 0,1]0,2 + 0,6 \cdot 0,8} = 0,03.$$

На Рис. 4 наведена залежність ступеня поляризації випромінювання (27), що реєструється МПВ, від яскравості атмосфери, яка формує потік випромінювання на пікселі.

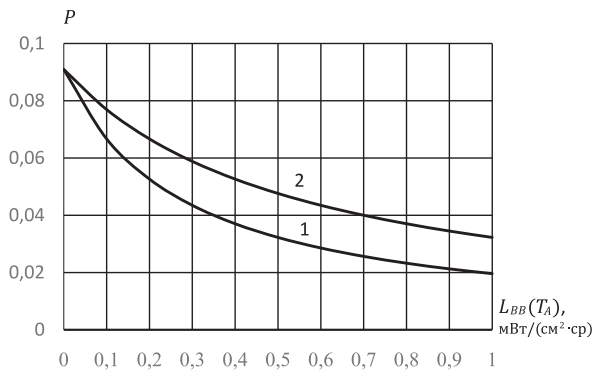


Рис. 4. Залежність ступеня поляризації випромінювання, що реєструється МПВ, від яскравості атмосфери, коли коефіцієнт випромінювання поверхні дрона: 1 – 0,2; 2 – 0,4

## Висновки

Одним із шляхів підвищення ймовірності виявлення і розпізнавання цілі є використання відмінності в поляризації випромінювання від цілі і фону. Дослідження процесів перетворення ІЧ випромінювання в оптичній системі поляриметричного тепловізора (ПТ) дозволили розробити модель формування поляриметричного зображення. Особливістю цієї моделі є врахування зовнішнього і внутрішнього ІЧ випромінювання в оптичній системі ПТ, в результаті якого формується поляриметричне зображення. Модель використовує частково поляризоване випромінювання від цілі (дрона) і природне випромінювання від фону (атмосфери). Дослідження цієї моделі дозволило:

- Зробити аналіз процесу перетворення випромінювання від цілі і фону в оптичній системі тепловізора, яка складається із поляризатора, четверть хвильової пластини, ІЧ об'єктива і МПВ. В основі цього аналізу лежить модель частково поляризованого випромінювання цілі, яка складається із природної і лінійно поляризованої компонент.

- Розглянути два потенційних джерела поляризованої енергії. Перший – це відбита енергія, яка розраховується за формулами Френеля. Другий включає стан поляризації власного випромінювання. Кінцевий стан поляризації буде залежати від ступеня поляризації, обумовленої кожним із цих компонентів і їх відносної величини.

- Врахувати зовнішнє і внутрішнє випромінювання, що надходять до вхідної зіниці ІЧ об'єктива, а саме

1. Потік, відбитий від поверхні дрона.

2. Власне (емісійне) теплове випромінювання дрона.

3. Випромінювання атмосфери між ціллю і ПТ.

4. Випромінювання, відбите від поверхні фазової пластинки і поляризатора.

5. Власне теплове випромінювання поверхні фазової пластинки і поляризатора.

4. Отримати результуючий потік випромінювання  $\Phi_{\Sigma}$ , що надходить до вхідної зіниці об'єктива ПТ, який залежить від кута між площиною поляризації поляризованої складової  $\vec{E}_p$  частково поляризованого випромінювання і площиною поляризації поляризатора.

5. В результаті проведеного дослідження отримані формули для розрахунку параметрів вектора Стокса, а також ступеня поляризації випромінювання, що надходить на піксель МПВ, які враховують орієнтацію поляризатора, ступінь поляризації випромінювання цілі і атмосфери, коефіцієнти випромінювання і відбивання цілі, яскравість атмосфери.

6. Практичне застосування цих формул свідчить про те, що відношення сигнал/шум в ПТ, а отже і якість зображення, і його дальність розрізнення цілей, можна значно покращити порівняно з класичними тепловізорами, якщо використовувати калібровку для забезпечення рівномірної чутливості усіх пікселів МПВ і цифрову обробку зображень для зменшення природніх компонентів яскравості цілі і фону.

7. Подальші дослідження доцільно зосередити на розробці алгоритму цифрової обробки сигналів МПВ з метою підвищення відношення сигнал/шум в поляриметричному зображенні.

## References

- [1] Schott J. R. (2009) *Fundamentals of Polarimetric Remote Sensing*. SPIE Press, 244 p. DOI:10.1117/3.817304.
- [2] Zhang J.-H., Zhang Y., Shi Z.-G. (2018) Enhancement of dim targets in a sea background based on long-wave infrared polarisation features. *IET Image Processing*, Vol. 12, Iss. 11, pp. 2042-2050. DOI: 10.1049/iet-ipr.2018.5607.
- [3] Zhang Y., Shi Z.-G., Qiu T. (2017) Infrared small target detection method based on decomposition of polarization information. *Journal of Electronic Imaging*, Vol. 26, Iss. 3, 033004. DOI:10.1117/1.JEI.26.3.033004.
- [4] Schuster N., Kolobrodov V. G. (2004) *Infrarothermographie: Zweite, Überarbeitete Und Erweiterte Ausgabe [Infrared thermography. Second, revised and expanded edition]*. WILEY-VCH: Berlin, Germany, 354 p.
- [5] Thermal imaging for military purposes. <https://profoptica.com.ua>, accessed 21 January 2024.
- [6] Vollmer M., Mollman K.-P. (2018) *Infrared Thermal Imaging. Fundamentals, Research and Applications*. Second Edition. WILEY-VCH, 788 p.
- [7] Goldstein D. H. (2011) *Polarized Light*. Third Edition. Taylor & Francis, CRC Press, 808 p. DOI:10.1201/b10436.
- [8] Russell Chipman, Wai-Sze Tiffany Lam, Garam Young. (2019) *Polarized Light and Optical Systems*. Taylor & Francis, CRC Press, 982 p. DOI: 10.1201/9781351129121.
- [9] Fei Liu, Xiaopeng Shao, Ying Gao et al. (2016) Polarization characteristics of objects in long-wave infrared range. *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 33, No. 2. pp. 237-243. DOI: 10.1364/JOSAA.33.000237.

- [10] Trongtirakul T., Agaian S., Oulefki A. and Panetta K. (2023) Method for Remote Sensing Oil Spill Applications Over Thermal and Polarimetric Imagery. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, Vol. 48, Iss. 3, pp. 973-987, doi: 10.1109/JOE.2023.3245759.
- [11] Driggers R. G., Friedman M. H., Devitt J. W., Fuxhi O., Singh A. (2022) *Introduction to Infrared and Electro-Optical Systems*, Third Edition, Artech House, 712 p.
- [12] Kolobrodov, V. G., Mykytenko V. I., Tymchyk, G. S. (2020) Polarization model of thermal contrast observation objects. *Journal of Thermoelectricity*, no. 1, pp. 36-49.
- [13] Perić D., Livada B., Perić M. and Vujić S. (2019) Thermal Imager Range: Predictions, Expectations, and Reality. *Sensors*, Vol. 19, Iss. 15, 3313. DOI: 10.3390/s19153313.
- [14] Gurton K. P., Yuffa A. J., Videen G. W. (2014) Enhanced facial recognition for thermal imagery using polarimetric imaging. *Optical Society of America*, Vol. 39, No. 13. pp. 3857-3859. DOI: 10.1364/OL.39.003857.
- [15] Yang B., Wu T., Chen W., Li Y., Knjazihhin J., Asundi A., and Yan L. (2017) Polarization Remote Sensing Physical Mechanism, Key Methods and Application. *The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences*, Wuhan, China, Vol. XLII-2/W7, pp. 955-960. doi: 10.5194/isprs-archives-XLII-2-W7-955-2017.

## Energy Model of Optical System of Polarimetric Thermal Imager

*Kolobrodov V. G.*

Polarimetric remote sensing is a relatively new field of thermal imaging and has various fields of application. Recently, thermal imagers have been widely used in military affairs as monitoring systems that allow detecting and recognizing targets at the limit range during the day

in difficult weather conditions, provided there is a thermal radiation contrast between the target and the background. In the absence of such contrast, the target can be detected with the help of the latest thermal imagers, in which the source of information is the difference in the polarization characteristics of the radiation of the target from the background (obstacles). The optical system and the matrix detector (MD) of the polarimetric thermal imager (PTI) allow to measure the parameters of the Stokes vector, on the basis of which the polarimetric image is formed.

The purpose of the article is to research the process of conversion of external and internal IR radiation in the PTI optical system to improve image quality. Two potential sources of polarized radiation are considered: the reflected energy, which is calculated by Fresnel's formulas, and the state of polarization of the emission radiation. The final state of polarization will depend on the degree of polarization caused by each of these components and their relative magnitude. The external and internal radiation arriving at the input pupil of the IR lens is taken into account, namely the flux reflected from the surface of the drone; own (emission) thermal radiation of the drone; atmospheric radiation between the target and PTI; reflected and intrinsic radiation of the surface of the phase plate and polarizer. Have been obtained formulas for calculating the parameters of the Stokes vector, as well as the degree of polarization of the radiation entering the MD pixel, which take into account the orientation of the polarizer, the degree of polarization of the radiation of the target and the atmosphere, the coefficients of radiation and reflection of the target, and the brightness of the atmosphere. The practical application of these formulas shows that the signal/noise ratio in PTI, and therefore the image quality and the maximum range of target discrimination, can be significantly improved compared to classic thermal imagers.

*Keywords:* polarimetric thermal imager; reflected and emitted radiation; Stokes vector; degree of polarization