УДК 619.785:519.95

В.Л. Баранов, д.т.н., проф.
Житомирський військовий інститут радіоелектроніки ім. С.П. Корольова
С.В. Водоп'ян, к.т.н., с.н.с.
Житомирський науково-дослідний інститут радіосистем
Р.В. Грищук, ад'юнкт
Житомирський військовий інститут радіоелектроніки ім. С.П. Корольова

МЕТОД ОЦІНЮВАННЯ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ФОНОВИХ УТВОРЕНЬ ЗА ДАНИМИ ГІПЕРСПЕКТРАЛЬНОЇ ЗЙОМКИ

Запропоновано метод оцінювання термодинамічної температури фонових утворень за даними гіперспектральної зйомки. Метод дозволяє оцінювати термодинамічні температури фонових утворень без апріорної інформації про їх клас, що відрізняє його від відомих методів. Застосування нелінійної схеми компромісів дозволяє знаходити оптимальні за Парето оцінки термодинамічних температур за обраними критеріями.

Аналіз проблемної ситуації та її зв'язок із важливими практичними завданнями. Нагальна необхідність створення якісно нового інструменту забезпечення управлінських рішень шляхом впровадження нових інформаційних технологій, які базуються на використанні аерокосмічних даних дистанційного зондування Землі (ДЗЗ), є пріоритетним напрямком раціонального природокористування, контролю за природно-техногенними та техногенними явищами і процесами [1]. Досвід застосування аерокосмічних даних ДЗЗ високого просторового розрізнення для вирішення вищезазначеного кола завдань показав, що виявлення фонових утворень різних типів та класів проводиться на основі просторових характеристик. Але, разом з тим, виявлено ряд труднощів, які обмежують область застосування даних високого просторового розрізнення. Це пов'язано з тим, що просторові характеристики незавжди виступають надійною дешифрувальною ознакою, оскільки точність їх відтворення залежить від багатьох технічних і природних факторів (способу формування зображення, кута візування, фізичного стану та умов освітлення тощо). Додаткові труднощі виникають при автоматизації процесу тематичного дешифрування, що відображається на оперативності доведення інформації до зацікавлених інстанцій.

Однією із постійних і надійних дешифрувальних ознак, що властива усім без виключення фоновим утворенням є їх індивідуальна спектральна структура, яка може бути відтворена лише за даними гіперспектральної зйомки. При цьому можливо автоматизувати процес тематичного дешифрування, що значно підвищить оперативність обробки гіперспектральних зображень та ефективність прийняття відповідних рішень. Оцінка таких даних дозволяє з високою достовірністю вирішувати зазначені вище задачі. Але **основною проблемою оцінювання** спектральних характеристик є апріорна невизначеність термодинамічної температури фонового утворення – $T_ф$ на момент знімання. У такій постановці задача оцінювання набуває вигляду зворотної та належить до класу некоректних задач, які описуються інтегральними рівняннями Фредгольма першого роду та потребує розв'язання.

Аналіз останніх досліджень. На сьогоднішній день, як у вітчизняній, так і закордонній літературі запропоновано достатню кількість методів оцінювання термодинамічної температури фонових утворень [3–7]. Характерною особливістю таких методів є використання апріорної інформації про спектральний коефіцієнт теплового випромінювання фонового утворення. На практиці такий підхід незавжди можливо реалізувати, оскільки не всі природні утворення мають однаковий спектральний коефіцієнт теплового випромінювання у широкому спектральному діапазоні. Іншим можливим підходом оцінювання термодинамічної температури є використання узагальнених статистичних вибірок по різним класах фонових утворень, на основі яких розроблено відповідні алгоритми [5–7]. Обмеженість застосування такого підходу пояснюється відсутністю національних статистичних баз даних.

Відомі алгоритми вирішення некоректних задач базуються як правило на використанні різних методів регуляризації (метод підбору рішення, метод регуляризації за Тихоновим, метод локальної регуляризації Арсеніна) тощо [8]. Характерним недоліком, що властивий такій методології, є проблематика знаходження оптимального значення параметра регуляризації, який відповідає за точність одержуваних розв'язків. Розроблені А.А. Засядько алгоритми розв'язку задачі відновлення сигналів у спектроскопії дозволяють отримувати оптимальні значення оцінюваного параметра за критеріями точність–стійкість та не потребують пошуку параметра регуляризації [9]. Такі алгоритми ефективно застосовувалися для вирішення некоректних задач із простими ядрами інтегральних рівнянь. Їх дієвість не перевірялась на задачах такого класу, як дана задача, де оцінюванню підлягає не інформативний параметр (сигнал), а параметр, що визначає амплітудний рівень шуканого сигналу.

 © В.Л. Баранов, С.В, Водоп'ян, Р.В. Грищук, 2007

Метою статті є розробка науково-обґрунтованого методу оцінки термодинамічної температури фонових утворень за даними гіперспектральної зйомки.

Постановка завдання. Нехай для i-го фонового утворення ($i = 1, 2, \ldots, m$, де m – кількість фонових утворень) спектральна щільність енергетичної світності $R(T)^B_{n-1}$ ($Bm \cdot м^{-2}$) у $(n-1)$ – каналі спостереження гіперспектральної системи описується математичною моделлю системи рівнянь Фредгольма першого роду:

$$\begin{aligned}
&b_A + b_D + (K_p + K_D)\cdot\left[\int_{\nu_0}^{\nu_1} r(\nu, T_c)\cdot\rho(\nu)_{i0}\,d\nu + \int_{\nu_0}^{\nu_1} r(\nu, T_ф)\cdot\varepsilon(\nu)_{i0}\,d\nu\right] = R(T)^B_{i0}, \nu\in[\nu_0,\nu_1]\\
&\ldots\\
&b_A + b_D + (K_p + K_D)\cdot\left[\int_{\nu_1}^{\nu_2} r(\nu, T_c)\cdot\rho(\nu)_{i1}\,d\nu + \int_{\nu_1}^{\nu_2} r(\nu, T_ф)\cdot\varepsilon(\nu)_{i1}\,d\nu\right] = R(T)^B_{i1}, \nu\in[\nu_1,\nu_2]\\
&b_A + b_D + (K_p + K_D)\cdot\left[\int_{\nu_{n-1}}^{\nu_n} r(\nu, T_c)\cdot\rho(\nu)_{i\,n-1}\,d\nu + \int_{\nu_{n-1}}^{\nu_n} r(\nu, T_ф)\cdot\varepsilon(\nu)_{i\,n-1}\,d\nu\right] = R(T)^B_{i\,n-1}, \nu\in[\nu_{n-1},\nu_n]
\end{aligned}, \quad (1)$$

де b_A – яскравість атмосферної димки (яскравість на верхній межі атмосфери при значенні спектрального коефіцієнта відбиття поверхні $\rho(\nu) = \rho = 0$); b_D – дифузна складова щільності випромінювання, обумовлена відбиттям світлового потоку від елементів фону, які знаходяться поза полем зору спектрального приладу, але потрапляють на його вхід внаслідок розсіювання в атмосфері; $K_p = e^{-\tau_a/\mu}$ – прямий коефіцієнт передачі, що визначає ослаблення світлового потоку, який відбився від елемента фонового утворення та потрапив в поле зору оптичного приладу (τ_a – оптична товщина атмосфери, $\mu = \cos\theta$, де θ – зенітний кут знімання); K_D – дифузний коефіцієнт передачі, що характеризує ослаблення випромінювання, що відбилося від земної поверхні, яка знаходиться поза полем зору приладу, але потрапило на його вхід внаслідок розсіювання в атмосфері; $r(\nu, T_ф) = \nu^3 \Big/ \left(e^{\frac{h}{k\,T_ф}\nu} - 1\right)$ – ядро інтегрального рівняння, що записане у вигляді закону теплового випромінювання Планка (щільність випромінювання), $Bm \cdot м^{-3}$, T_c – температура поверхні Сонця, $T_ф$ – термодинамічна температура фонового утворення, K; h – стала Планка, $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\ Bm \cdot c^2$; c – швидкість розповсюдження світла у вакуумі, $c = 3 \cdot 10^8\ м \cdot c$; ν – частота випромінювання, $\nu \in [\nu_{n-1}, \nu_n]\ Гц$; k – стала Больцмана, $k = 1{,}3805 \cdot 10^{-23}\ Bm \cdot c \cdot K^{-1}$.

Таким чином, за прийнятим вхідним сигналом (система (1)), потрібно оцінити термодинамічну температуру фонового утворення $\overset{\leftarrow}{T}_ф$.

Викладення основного матеріалу. У формалізованій постановці (1) зворотна задача оцінки термодинамічно ї температури фонового утворення зводиться до системи $(n-1)$ некоректних рівнянь, знайти розв'язання якої практично неможливо через її погану стійкість та виродженість визначника системи, що дорівнює нулю. Крім того, ядро інтегрального рівняння не зводиться до множини функцій з визначеною первинною.

Обмеження та припущення. Розглянемо систему рівнянь (1). Відомо [1], що ширина каналів спостереження гіперспектральних оптико-електронних систем космічних апаратів варіює від 1 до 10 нм. Зважаючи на таку вузьку смугу пропускання, можливо припустити сталість спектрального коефіцієнта теплового випромінювання по кожному з каналів для i-го фонового утворення: $\varepsilon_{i\,n-1} \approx \varepsilon_{i\,n} \equiv \text{const}$. Як обмеження приймемо те, що спостереження проводились у дальній інфрачервоній області електромагнітного спектра, де присутня лише адитивна складова, що відповідає за енергетику сигналу від фонових утворень, спричинену власним тепловим випромінюванням. Аналіз спектральних характеристик фонових утворень у дальній інфрачервоній області показує близькість значень спектрального коефіцієнта теплового випромінювання у суміжних каналах спостереження [10].

Ядро інтегрального рівняння Фредгольма першого роду апроксимуємо функцією $r(\nu, T_ф)$ вигляду [11]:

$$r\left(\nu, T_{ф}\right) = 2\,\pi\,h\,c^{-2}\,\nu^{3}\left(e^{-\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-2\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-3\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu}\right). \tag{2}$$

При такій апроксимуючій функції відносна похибка апроксимації у дальньому інфрачервоному діапазоні частот від $3\cdot10^{11}$ Гц до $3{,}75\cdot10^{13}$ Гц для термодинамічних температур від 283 до 373 К складає $0{,}33\cdot10^{-4} - 0{,}39\cdot10^{-4}$.

За таких припущень та обмежень система (1) зведеться до математичної моделі вигляду:

$$\begin{cases} 2\,\pi\,h\,c^{-2}\,\varepsilon_{i0}\int\limits_{\nu_0}^{\nu_1}\nu^{3}\left(e^{-\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-2\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-3\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu}\right)d\nu = R(T)^{B}_{i0},\ \nu\in[\nu_0,\nu_1] \\ 2\,\pi\,h\,c^{-2}\,\varepsilon_{i1}\int\limits_{\nu_1}^{\nu_2}\nu^{3}\left(e^{-\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-2\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-3\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu}\right)d\nu = R(T)^{B}_{i1},\quad \nu\in[\nu_1,\nu_2] \\ \ldots \\ 2\,\pi\,h\,c^{-2}\,\varepsilon_{i\,n-1}\int\limits_{\nu_{n-1}}^{\nu_n}\nu^{3}\left(e^{-\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-2\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-3\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu}\right)d\nu = R(T)^{B}_{i\,n-1},\quad \nu\in[\nu_{n-1},\nu_n] \end{cases}. \tag{3}$$

Необхідними умовами існування оптимального розв'язку системи рівнянь (3) є [12]:

– відхилення отримуваного розв'язку повинно бути мінімальним;

– нормальний розв'язок за Тихоновим повинен бути мінімальним.

Суть методу оцінки термодинамічної температури фонових утворень.

Виходячи з вищезазначених вимог, потрібно обрати критерії якості розв'язання задачі.

Як перший критерій якості оберемо критерій мінімуму відхилення розв'язання системи рівнянь (3), тобто критерій мінімізації нев'язки. Слід зауважити, що для одного фонового утворення у двох суміжних каналах значення спектральних коефіцієнтів теплового випромінювання хоч і є близькими за значенням ($\varepsilon_{i\,n} \approx \varepsilon_{i\,n-1}$), але апріорно невідомі. Для усунення цієї неоднозначності пропонується критерій мінімізації нев'язки у формалізованому вигляді представити як

$$\min_{T_{ф}} I\left(\overset{\in}{T_{ф}}\right)_1 = \sum_{\xi=n-1}^{\xi=n}\delta^{2}_{i\,\xi}, \tag{4}$$

де $\delta^{2}_{i\,\xi}$ – квадрат нев'язки двох суміжних рівнянь системи (3), що визначається так:

$$\frac{2\,\pi\,h\,c^{-2}\,\varepsilon_{i\,n-1}\int\limits_{\nu_0}^{\nu_{n-1}}\nu^{3}\left(e^{-\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-2\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-3\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu}\right)d\nu}{2\,\pi\,h\,c^{-2}\,\varepsilon_{i\,n}\int\limits_{\nu_{n-1}}^{\nu_n}\nu^{3}\left(e^{-\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-2\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-3\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu}\right)d\nu} = \frac{R(T)^{B}_{i\,n-1}}{R(T)^{B}_{i\,n}} \quad \Rightarrow \tag{5}$$

і дорівнює:

$$\delta^{2}_{i\,\xi} = \left(2\,\pi\,h\,c^{-2}\int\limits_{\nu_{n-1}}^{\nu_n}\nu^{3}\left(e^{-\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-2\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-3\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu}\right)d\nu - \frac{R(T)^{B}_{i\,n}}{R(T)^{B}_{i\,n-1}} * \right.$$
$$\left. * 2\,\pi\,h\,c^{-2}\int\limits_{\nu_0}^{\nu_{n-1}}\nu^{3}\left(e^{-\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-2\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu} + e^{-3\frac{h}{k\,T_{ф}}\nu}\right)d\nu\right)^{2}, \tag{6}$$

де $R(T)^{B}_{i\,n-1}$ і $R(T)^{B}_{i\,n}$ – вимірювання у $(n-1)$-му та n-му каналах спостереження відповідно для i-го фонового утворення.

Обмеження на критерій накладемо у вигляді нерівності:

$$0 \le I\left(\overset{\smile}{T_{ф}}\right)_1 \le I\left(\overset{\smile}{T_{ф}}\right)_{1\max} \text{ при } I\left(\overset{\smile}{T_{ф}}\right)_{1\max} = g\cdot\delta^{2}_{\max}, \tag{7}$$

де g – розмірність, $Вт\cdot м^{-2}$; $\delta_{\max}$ – максимальне значення нев'язки двох суміжних рівнянь системи (3), $\delta_{\max} = 10^{-6}$.

Оскільки термодинамічна температура не є властивістю фонового утворення, а лише відображає його фізичний стан, то як регуляризуючий критерій, що надає стійкості системі (3) та гарантується нормальним розв'язком за Тихоновим, оберемо:

$$\min_{T_\phi} \; I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{2S} = \tilde{T}^2_\phi, \tag{8}$$

де S – клас фонового утворення ($S = 1$ – усі фонові утворення, крім водних поверхонь, для яких $S = 2$).

Обмеженням на критерій (6) виступатиме нерівність вигляду:

$$T^2_{\phi\min} \le I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{2S} \le I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{2\max} \text{ при } I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{2\max} = T^2_{\max}, \tag{9}$$

де $T_{\phi\min}$ – нижня межа термодинамічна температура фонового утворення; $T_{\max}$ – верхня оцінка термодинамічної температури фонового утворення за прийнятим вимірюванням $R(T)^B_{in}$. При найгірших умовах спостереження (в приполярних районах) температура фонових утворень не є меншою за $T_{\phi\min} = 250$ К, а для водних поверхонь $T_{\phi\min} = 290$ К [10].

Для грубої оцінки термодинамічної температури за результатами спостереження пропонується використати диференціальні тейлорівські перетворення академіка НАНУ Г.Є. Пухова [13]. Для даної задачі виконується умова:

$$\begin{cases} e^{h\nu / kT_\phi} >> 1 \\ \nu / T_\phi > 1 \cdot 10^{11} \quad Гц/К \end{cases}, \tag{10}$$

тому верхня межа термодинамічної температури може бути оцінена, як у [14]:

$$T_{\max} = \frac{h}{5k}\left(\frac{\nu^5_{in} - \nu^5_{in-1}}{\frac{\nu^4_{in} - \nu^4_{in-1}}{4} - \frac{R(T)^B_{in} \cdot c^2}{2\pi h}}\right). \tag{11}$$

Таким чином, обмеженням на критерій (8), виходячи з (9) та (11), буде нерівність вигляду:

$$250^2 \le I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{21} \le \left(\frac{h}{5k}\left(\frac{\nu^5_{in} - \nu^5_{in-1}}{\frac{\nu^4_{in} - \nu^4_{in-1}}{4} - \frac{R(T)^B_{in} \cdot c^2}{2\pi h}}\right)\right)^2, \tag{12}$$

а для фонових утворень водних поверхонь:

$$290^2 \le I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{22} \le \left(\frac{h}{5k}\left(\frac{\nu^5_{in} - \nu^5_{in-1}}{\frac{\nu^4_{in} - \nu^4_{in-1}}{4} - \frac{R(T)^B_{in} \cdot c^2}{2\pi h}}\right)\right)^2. \tag{13}$$

Оптимізаційна задача знаходження мінімуму критеріїв якості $I\left(\tilde{T}_\phi\right)_1$ та $I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{2S}$ зводиться до двокритеріальної з конфліктом між мінімізацією відхилення (нев'язки) розв'язку та мінімізацією норми розв'язку. Як показано у [15], нелінійна схема компромісів, що відповідає векторній моделі оптимізації, дозволяє знайти оптимальний компроміс між критеріями, які входять до її складу, оскільки отримуваний розв'язок належатиме області компромісів, тобто є оптимальним за Парето.

Багатокритеріальна модель за нелінійною схемою компромісів Вороніна в загальному вигляді описується моделлю [15]:

$$I\left(\tilde{T}_\phi\right)^* = \arg \min_{T_\phi} \sum_{u=1}^{u=\eta} \frac{1}{\left(1 - \frac{I\left(\tilde{T}_\phi\right)_u}{I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{u\max}}\right)}, \tag{14}$$

де $I\left(\tilde{T}_\phi\right)_{u\max}$ – обмеження на часткові критерії.

В окремому випадку двокритеріальна задача на основі частинних критеріїв (4) та (8) і моделі (14) зводиться до скалярної функції, яка у випадку неперервності й опуклості частинних критеріїв має єдиний мінімум [15]:

$$I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)^{*} = \arg \min_{\overset{\in}{T}_{\phi}} \sum_{u=1}^{u=2}\left[1 - \frac{I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)_{u}}{I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)_{u\max}}\right]^{-1}, \text{ або} \tag{15}$$

$$I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)^{*} = \frac{1}{1 - \frac{I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)_{1}}{I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)_{1\max}}} + \frac{1}{1 - \frac{I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)_{2\,IIIS}}{I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)_{2\max}}}. \tag{16}$$

З урахуванням (6) та (11) скалярна функція на основі моделі (16) набуває вигляду:

$$I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)^{*} = \frac{1}{1 - \frac{\overset{\in}{T}_{\phi}^{2}}{T_{\max}^{2}}} + \frac{1}{1 - \frac{\delta_{i\,\xi}^{2}}{\delta_{\max}^{2}}}. \tag{17}$$

Необхідною умовою мінімуму функції (17) для (3) буде система кінцевих рівнянь вигляду

$$\frac{\partial I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)^{*}}{\partial T_{\phi n}} = 0, \tag{18}$$

де $n-$ кількість задіяних каналів спостереження. Але при виконанні умови (18) розв'язання зведеться до задачі високої розмірності та складності для розв'язання відносно оцінюваного параметра $\overset{\in}{T}_{\phi}$ через структурну складність ядра інтегрального рівняння (2). Тому для пошуку оптимального значення критерію $I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)^{*}$ на основі моделі (17), яке дозволить оцінити шукану термодинамічну температуру, пропонується застосувати метод послідовного наближення. Суть методу полягає у розділенні вказаного діапазону (12), або (13) на десять рівних частин з подальшим визначенням значень скалярної згортки за моделлю (17). Потім обирається одне вікно, значення згортки у якому є мінімальним і процедура повторюється доти, доки не буде отримано найменше значення скалярного критерію. Застосування методу послідовного наближення дозволяє підвищити оперативність отримання оптимальної оцінки термодинамічної температури та зменшити кількість розрахунків.

Таким чином, найменше (оптимальне) значення серед отриманих дискретних розв'язків згортки $I\left(\overset{\in}{T}_{\phi}\right)^{*}$ за двома каналами спостереження відповідатиме оцінюваному значенню термодинамічної температури фонового утворення $\overset{\in}{T}_{\phi}$.

Для отримання зваженої оцінки термодинамічної температури фонового утворення, потрібно провести викладені вище операції пошуку мінімуму двокритеріальної функції оптимальності (17) за усіма каналами спостереження попарно, а зважену оцінку отримати як

$$\overset{\in}{T}_{\phi}^{*} = \frac{\overset{\in}{T}_{\phi\,0_1} + \overset{\in}{T}_{\phi\,2_3} + \ldots \overset{\in}{T}_{\phi\,n-1_n}}{n}. \tag{19}$$

Практичне застосування методу. Нехай для оцінки термодинамічної температури чотирьох фонових утворень за даними гіперспектральної зйомки у діапазоні частот $\nu \in \left[2{,}9973 \cdot 10^{13},\ 3{,}0003 \cdot 10^{13}\right]$ Гц (або довжин хвиль $\lambda \in \left[9{,}999 \cdot 10^{-6},\ 10{,}009 \cdot 10^{-6}\right]$ м відповідно), з шириною спектрального каналу 10 нм обрано два довільні суміжні канали спостереження. Вихідні дані, дані проміжних розрахунків та дані оцінювання наведено у таблиці, а для візуалізації відображено на рис. 1.

Таблиця

Вхідні дані					
Номер каналу	Частотний діапазон $v \in [v_{n-1}, v_n]$, Гц	Спектральна щільність енергетичної світності фонових утворень $R(T)^B_{i0}$, $Вт \cdot м^{-2}$			
		$R(T)^B_{1n}$ при $T_ф = 290\ K$	$R(T)^B_{2n}$ $T_ф = 310\ K$	$R(T)^B_{3n}$ $T_ф = 325\ K$	$R(T)^B_{4n}$ $T_ф = 340\ K$
0	$2.9973 \cdot 10^{13}$ – $2.9976 \cdot 10^{13}$	0.01826259959	0.008534289325	0.03665514691	0.04907822055
1	$2.9976 \cdot 10^{13}$ – $2.9979 \cdot 10^{13}$	0.01825804927	0.008532063186	0.03664971624	0.04906166426
Дані оцінювання					
T_{max}, К		1445	1441	1453	1457
$I(\tilde{T}_ф)^*$		2.04047	2.04853	2.05350	2.05759
$\tilde{T}_ф$, К		285	310	325	340

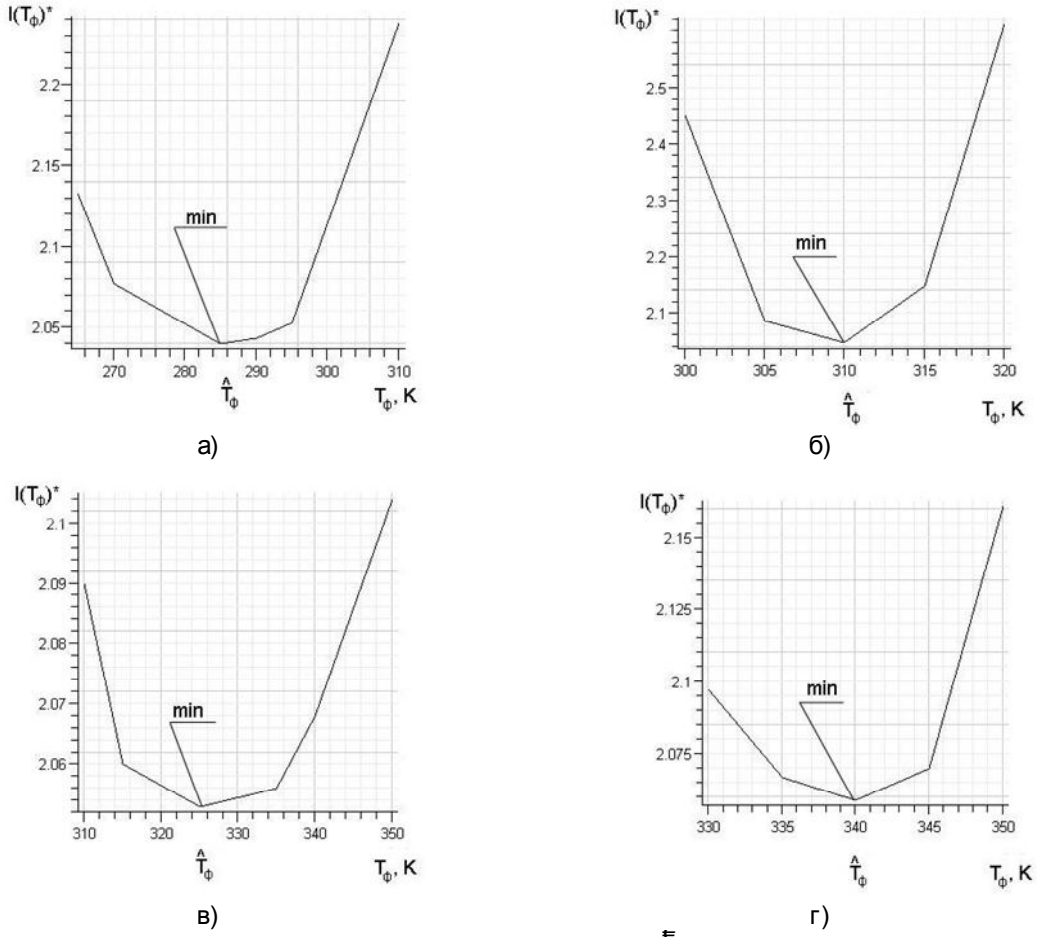

Рис.1. Мінімум функції $I(\tilde{T}_ф)^*$:
а) при Т=290 К; б) при Т=310 К; в) при Т=325 К; г) при Т=340 К

Аналіз результатів оцінювання термодинамічної температури за даними гіперспектральної зйомки (табл. 1) дає змогу зробити висновок: термодинамічні температури 1–4-х фонових утворень складають 285 К, 310 К, 325 К, 340 К відповідно.

Висновки. Вперше розроблено метод оцінювання термодинамічної температури фонових утворень за даними гіперспектральної зйомки, який відрізняється від відомих відсутністю потреби в апріорній

інформації про їх спектральні характеристики. Це надало змогу розширити область його застосування для гіперспектральних систем широкого класу.

Результати перевірки методу викладені у таблиці та на рис. 1 підтверджують його дієвість. Розв'язання численної кількості модельних прикладів показало, що точність оцінювання термодинамічної температури не є гіршою 2 % від її модельних значень (рис. 1, *а*). Точність оцінювання покращується для фонових утворень, термодинамічні температури яких перевищують 373 К. Для виключення можливості хибного дешифрування фонових утворень з близькими термодинамічними температурами слід оцінити значення їх спектральних коефіцієнтів теплового випромінювання. У такому разі однозначно можливо буде зробити висновок про наявність того чи іншого класу фонового утворення.

Метод дає кращі результати для тих оптико-електронних систем ширина каналів спостереження яких наближається до одного нанометра, що пов'язано із більш точною можливістю фіксації спектральних відмінностей фонових утворень у суміжних каналах.

Подальші дослідження будуть спрямовані на розробку автоматизованих алгоритмів оцінювання спектральних характеристик фонових утворень за умови оціненої за розробленим методом термодинамічної температури.

ЛІТЕРАТУРА:

1. *Книжников Ю.Ф., Кравцова В.И., Тутубалина О.В.* Аэрокосмические методы географических исследований. – М.: Издательский центр "Академия", 2004. – 336 с.
2. *Попов М.О., Станкевич С.А., Молдован В.Д.* Гіперспектральна аерокосмічна інформація у виявленні та спостереженні об'єктів // Наука і оборона. – 2006. – № 3. – С. 25–31.
3. *Покровський О.М.* Объективный анализ полей температури для поверхности морей Росси по данным измерений MODIS/TERRA. // Исследование Земли из космоса, 2005. – № 3. – С. 53–65.
4. http://www.cppken.nw.ru
5. *Becker F. and Li Z.L.* Temperature-independent spectral indices in thermal infrared bands. – Remote Sens. Environ. 32. – 17–33, 1990.
6. . *Matsunaga T.* A temperature-emissivity separation method using an empirical relationship between the mean, the maximum, and the minimum of the thermal infrared emissivity spectrum. – Jour. Remote Sens. Soc. Japan 14(2), 230–241, in Japanese with English abstract. – 1994.
7. *http://dana.geology.washington.edu/publications*
8. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1986. – 288 с.
9. *Засядько А.А.* Алгоритми розв'язку задачі відновлення сигналів у спектроскопії з використанням дискретних ортогональних перетворень // Автореф. дис. канд. техн. наук. – Київ, 2000. – 17 с.
10. *Криксунов Л.З.* Справочник по основам инфракрасной техники. – М.: Сов. радио, 1978. – 400 с.
11. *Баранов В.Л., Грищук Р.В.* Методика апроксимації закону Планка на основі зміщених нетейлорівських диференціальних перетворень // Вісник ЖДТУ. – 2006. – № 38 (ІІІ). – С. 49–55.
12. *Засядько А.А.* Моделювання задач відновлення сигналів за допомогою багатокритеріальної оптимізації // Збірник наукових праць ЖДТУ. – 2003. – 25. – № 1. – С. 95–98.
13. *Пухов Г.Э.* Дифференциальные спектры и их модели. – К.: Наук. думка, 1990. – 184 с.
14. *Баранов В.Л., Водоп'ян С.В., Грищук Р.В.* Аналітичне визначення інформативного параметра за матеріалами космічної зйомки на основі диференціально-тейлорівських перетворень // Проблеми інформатизації та управління. – К.:НАУ. – 2006. – № 12. – С. 18–21.
15. Векторна оптимізація динамічних систем / А.М. Воронин, Ю.К. Зіатдінов, О.І. Козлов та ін. – К.: Техніка, 1999. – 284 с.

БАРАНОВ Володимир Леонідович – Заслужений діяч науки і техніки України, доктор технічних наук, професор, провідний науковий співробітник наукового підрозділу Житомирського військового інституту радіоелектроніки ім. С.П. Корольова.

Наукові інтереси:

– некоректні задачі.

ВОДОП'ЯН Сергій Васильович – кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, головний науковий співробітник Житомирського науково-дослідного інституту радіосистем.

Наукові інтереси:

– некоректні задачі.

ГРИЩУК Руслан Валентинович – ад'юнкт очної ад'юнктури Житомирського військового інституту радіоелектроніки ім. С.П. Корольова.

Наукові інтереси:
– методи оцінювання даних дистанційного зондування Землі.

Подано 22.11.2006