

Э.С. Фердинандов, В.И. Цанев, Л.Л. Гырдев,
В.А. Митев, Н.Н. Момеров, С.С. Сапарев

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС СИСТЕМЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

Проведена оценка влияния излучения и рассеяния подстилающей поверхности и атмосферы и шумовых свойств приемной системы на контрастность изображений и на отношение сигнал-шум при наблюдении и (или) обнаружении объектов пассивной системой приема теплового излучения.

В работе обсуждаются результаты теоретического исследования контрастности и отношения «сигнал-шум» при зондировании объектов с использованием пассивной системы регистрации теплового излучения. Цель работы — оценить влияние излучения и рассеяния подстилающей поверхности и атмосферы, а также и шумовых свойств приемной системы на процесс зондирования. Рассматриваются два типичных случая [1]. Первый случай — когда размеры разрешенного одним элементом фотоприемной матрицы участка на поверхности наблюдаемого объекта намного меньше размеров самого объекта. Второй случай — когда поле зрения фотоприемной системы охватывает как сам объект, так и его окружение.

Первый случай. Рассмотрим два элемента фотоприемной матрицы E_i ($i = 1, 2$), на которые падают соответственно радиационные потоки Φ_i . Поля зрения Ω элементов E_i охватывают площадки S_i на поверхности наблюдаемого объекта. Возможен также случай, когда поле зрения одного из обоих элементов E_i не попадает в пределы наблюдаемого объекта. Таким образом, величина $\Delta = |\Phi_1 - \Phi_2|$ является мерой контрастности (различимости) то ли различных деталей объекта, то ли самого объекта на фоне окружающих его предметов. Рассмотрим далее поток Φ_i , состоящий из следующих частей: Φ_{0i} — поток, излучаемый площадкой S_i ; Φ_{1i} — поток, исходящий из подстилающей поверхности и переотраженный площадкой S_i ; Φ_{2i} — поток излучения, исходящий из атмосферы; Φ_{3i} — поток излучения, исходящий из атмосферы и переотраженный площадкой S_i ; $\Phi_i = \Phi_{0i} + \Phi_{1i} + \Phi_{2i} + \Phi_{3i}$. Если S — площадь приемной апертуры и T_i — абсолютная температура площадки S_i , то для потока, Φ_{0i} , относящегося к интервалу длин волн $[\lambda_1, \lambda_2]$, можно записать

$$\Phi_{0i} = \frac{\kappa_i(\theta_i)}{\pi} A \exp(-\gamma R_i) M_{\lambda_1 \lambda_2}(T_i), \quad (1)$$

где $\kappa_i(\theta_i)$ — излучательная индикатриса площадки S_i ; θ_i — угол между нормалью к S_i и направлением к фотоприемнику; $A = \Omega S$; γ — коэффициент ослабления; R_i — расстояние между фотоприемником и S_i ; $M_{\lambda_1 \lambda_2}(T_i) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(T_i, \lambda) d\lambda$; $M(T_i, \lambda)$ — излучательная способность абсолютно черного тела на

длине волны λ . В случае ламбертовского излучателя $\kappa_i = \varepsilon_i$, а в случае косинусового излучателя $\kappa_i(\theta_i) = (3/2)\varepsilon_i \cos\theta_i$. Предполагается, что коэффициенты излучения ε_i (а также и γ) слабо зависят от температуры и от длины волны в $[\lambda_1, \lambda_2]$. Предположим еще, что 1) фотоприемная система находится на высоте H над плоской подстилающей поверхностью и ее оптическая ось параллельна подстилающей плоскости; 2) площадки S_i и подстилающая плоскость — ламбертовские излучатели и отражатели с коэффициентами излучения и отражения соответственно ε_i и $\rho_i = 1 - \varepsilon_i$, и ε_g и $\rho_g = 1 - \varepsilon_g$; атмосфера излучает и рассеивает изотропно, причем функция источников для интервала $[\lambda_1, \lambda_2]$ (при температуре T_a) $B = B_{\lambda_1 \lambda_2}(T_a)$; 4) σ_0 — коэффициент объемного рассеяния; 5) площадки S — нормальны к оптической оси; 6) влияние прямой солнечной радиации не учитывается. В результате сделанных предположений, для потоков Φ_{1i} , Φ_{2i} и Φ_{3i} соответственно получим:

$$\Phi_{1i} = \frac{1}{\pi} \rho_i A \exp(\gamma R_i) Q_{\lambda_1 \lambda_2}^{(g)} \exp(-\sqrt{2}\gamma H), \quad (\gamma H \ll 1), \quad (2)$$

где $Q_{\lambda_1 \lambda_2}^{(g)} = \frac{1}{2}[\varepsilon_g M_{\lambda_1 \lambda_2}(T_g) + (1 - \varepsilon_g) E_{1\lambda_1 \lambda_2}]$; T_g — абсолютная температура подстилающей поверхности; $E_{1\lambda_1 \lambda_2}$ — освещенность последней в $[\lambda_1, \lambda_2]$;

$$\Phi_{2i} = \frac{1}{4\pi\gamma} A [1 - \exp(-\gamma R_i)] Q_{\lambda_1\lambda_2}^{(a)}, \quad (3)$$

где $Q_{\lambda_1\lambda_2}^{(a)} = 2\sigma_0 M_{\lambda_1\lambda_2}(T_g) \varepsilon_g \exp\left(-\sqrt{\frac{3}{2}} \gamma H\right) + B_{i_1 i_2}(T_a)$;

$$\Phi_{3i} = \rho_i A \exp(-\gamma R_i) E_{0\lambda_1\lambda_2} / \pi, \quad (4)$$

где $E_{0\lambda_1\lambda_2}$ — освещенность площадки S_i для $[\lambda_1, \lambda_2]$.

Исходя из (1)–(4), можно вычислить значение Δ . При $T_1 = T_2 = T$ и $R_1 = R_2 = R$

$$\Delta = \frac{1}{\pi} A \exp(-\gamma R) | \{ M_{\lambda_1\lambda_2}(T) - Q_{\lambda_1\lambda_2}^{(g)} \exp(-\sqrt{2} \gamma H) - E_{0\lambda_1\lambda_2} \} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) |. \quad (5)$$

При $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$

$$\Delta = \frac{1}{\pi} A \varepsilon \exp(-\gamma R) | M_{\lambda_1\lambda_2}(T_1) - M_{\lambda_1\lambda_2}(T_2) |. \quad (6)$$

При выполнении закона Вина для $M_{\lambda_1\lambda_2}(T)$ можно записать

$$M_{\lambda_1\lambda_2}(T) = f(\lambda_2, T) - f(\lambda_1, T), \quad (7)$$

где $f(\lambda, T) = (C_1 T / C_2 \lambda^3) \cdot \exp(-C_2 / \lambda T) (1 + 3T\lambda / C_2 + 6T^2 \lambda^2 / C_2^2 + 6T^3 \lambda^3 / C_2^3)$,
 $\kappa \lambda_2^2$

$C_1 = 3,74 \cdot 10^8 \text{ W M}^{-2} \text{ мкм}^4$, $C_2 = 1,44 \cdot 10^4 \text{ K мкм}$.

Когда шумы фотодетектора являются преобладающими, отношение «сигнал — шум» [2] запишем в виде

$$S/N = \Delta / NEP, \quad (8)$$

где NEP — эквивалентная мощность шума [3]. Если отношение S/N должно быть выше определенного уровня p (см. [4]), должно выполняться вытекающее из (8) неравенство

$$\Delta \geq p \cdot NEP \quad (NEP \leq \Delta / p). \quad (9)$$

На основании (9) можно, исходя из шумовых свойств фотодетекторов, определить те условия (разности температур $\Delta T = T_1 - T_2$ и коэффициентов излучения $\Delta \varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, прозрачность атмосферы $\tau = \exp(-\gamma R)$, температура T_g и коэффициент излучения ε_g подстилающей поверхности, освещенности $E_{0\lambda_1\lambda_2}$ и $E_{1\lambda_1\lambda_2}$ и т.п.), в которых возможно получить удовлетворительные изображения. Кроме того, исходя из условий, в которых система должна работать удовлетворительно, можно сформулировать требования к шумовым характеристикам фотоприемников. Для этой цели необходимо построить номограммы для величины Δ в зависимости от остальных параметров, характеризующих реальные условия. На рис. 1 изображена нормированная контрастность $\varphi = \varphi(\Delta T) = \Delta / (\varepsilon A \tau) = M_{\lambda_1\lambda_2}(T) - M_{\lambda_1\lambda_2}(T + \Delta T)$ при разных значениях температуры.

В случае преобладающих квантовых шумов отношение «сигнал — шум» имеет следующий вид:

$$S/N = \Delta(\Phi_1 + \Phi_2)^{-1/2} = C(\Phi_1 + \Phi_2)^{1/2}, \quad (10)$$

где величина $C = \Delta(\Phi_1 + \Phi_2)^{-1}$ выступает в роли контрастности изображения. При заданном пороговом уровне $S/N = p$ должно выполняться неравенство $\Delta(\Phi_1 + \Phi_2)^{-1/2} = C(\Phi_1 + \Phi_2)^{1/2} \geq p$, на основании которого можно оценивать условия, при которых получаются удовлетворительные изображения.

Рассмотрим второй случай, когда поле зрения $2\alpha \cdot 2\beta$ приемной антенны с площадью A_2 (расположенной перпендикулярно к земной поверхности на высоте H) охватывает весь объект (имеющий площадь $A_{1t} = ah$, расположенную нормально к земной поверхности на расстоянии R от приемной антенны), часть $A'_{1g} = A'_{1g} - A''_{1g}$ подстилающей поверхности и часть A_{1s} небесной полусферы. Площадка A''_{1g} представляет собой экранированную объектом часть площадки A'_{1g} подстилающей по-

верхности, которая определяется полем зрения и расстоянием L (см. рис. 2). При определении радиационных потоков, попадающих в A_2 , учитывается влияние ослабления в атмосфере.

Выражение для потока в A_2 , соответствующего интервалу $[\lambda_1, \lambda_2]$ и обусловленного ламбертовским серым телом одинаковой яркости, получается при помощи формулы (1). Это выражение удобно для использования таблиц энергетической светимости M_{λ_1, λ_2} [5] и имеет следующий вид:

$$\Phi_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{1}{\pi} \varepsilon \sigma T^4 A_2 [z_{\lambda_2}(x_{\lambda_2}) - z_{\lambda_1}(x_{\lambda_1})] \int_{\Omega_2} \cos \theta_2 \exp[-\gamma(\lambda)r] d\Omega_2, \quad (11)$$

где ε — коэффициент излучения серого тела; σ — постоянная Стефана—Больцмана; $z_\lambda = M_{0\lambda}/M_{0,\infty}$ (M — энергетическая светимость); $x_\lambda = \lambda/\lambda_m$ ($\partial M_\lambda/\partial \lambda = 0$ при $\lambda = \lambda_m$); Ω_2 — пространственный угол, в котором видна площадка A_1 с центра площадки $A_2 \ll r^2$ (r — расстояние от A_2 до текущей точки на A_1); Θ_2 — угол между нормалью к A_2 и направлением к текущей точке на A_1 , $\gamma(\lambda)$ — объемный коэффициент ослабления в атмосфере.

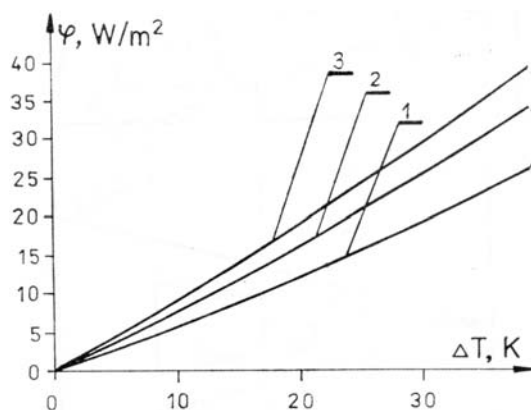


Рис. 1. Зависимости нормированной контрастности ϕ от разности температур $\Delta T = T_1 - T_2$ при значениях $T = 253^\circ\text{K}$ (1); 283°K (2) и 303°K (3), $\lambda_1 = 10$ мкм, $\lambda_2 = 12$ мкм

Сначала при помощи (11) определим $\Phi_{\lambda_1, \lambda_2}(A'_{1g})$. Учитывая соотношение $\theta_2 \leq \alpha, \beta$, вводим параметр $\bar{\gamma}$ согласно

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \gamma(\lambda) d\lambda \quad (12)$$

и используя соотношение [6]

$$\gamma(\lambda) = \gamma_0 (n_0 + n_1 \lambda)^{-n_2} \text{ [мкм]} \quad (13)$$

где $\gamma_0 = \gamma(\lambda = 0,5 \text{ мкм})$, $n_0 = 0,1$, $n_1 = 0,45$, $n_2 = 1,3$ (в случае весенне—осенней дымки), из (11) получаем

$$\Phi_{\lambda_1, \lambda_2}(A'_{1g}) = \frac{2\beta H A_2}{\pi} \left[\frac{\alpha}{H} E_2\left(\frac{H}{\alpha} \bar{\gamma}\right) - \frac{1}{L} E_2(L \bar{\gamma}) \right] M_{\lambda_1, \lambda_2}^{(g)}, \quad (14)$$

где

$$\bar{\gamma} = \gamma_0 \left(n_0 + \frac{n_1}{1 - n_2} \frac{\lambda_2^{1-n_2} - \lambda_1^{1-n_2}}{\lambda_2 - \lambda_1} \right), \quad (15)$$

$$M_{\lambda_1, \lambda_2}^{(g)} = \varepsilon_g \sigma T_g^4 [z_{\lambda_2}^{(g)}(x_{\lambda_2}^{(g)}) - z_{\lambda_1}^{(g)}(x_{\lambda_1}^{(g)})] \quad (16)$$

и $E_2(\eta) = \int_1^\infty (e^{-\eta y} / y^2) dy$ — протабулированная в [7] интегральная показательная функция второго рода. Аналогичным образом получаем

$$\Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_{1g}^*) = \frac{aHA_2}{\pi R^2} \left[E_2(R\bar{\gamma}) - \left(1 - \frac{h}{H}\right) E_2\left(\frac{R\bar{\gamma}}{1-h/H}\right) \right] M_{\lambda_1\lambda_2}^{(g)}. \quad (17)$$

При помощи (14)–(17) можно получить выражение для потока

$$\Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_g) = \Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A'_{1g}) - \Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A''_{1g}). \quad (18)$$

Учитывая неравенство $A_{1t} \ll r^2$, можно привести (11) к виду

$$\Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_{1t}) = \frac{ahA_2}{\pi R^2} \exp(-\bar{\gamma}R) M_{\lambda_1\lambda_2}^{(t)}, \quad (19)$$

$$M_{\lambda_1\lambda_2}^{(t)} = \varepsilon_t \sigma T_0^4 [z_{\lambda_2}^{(t)}(x_{\lambda_2}^{(t)}) - z_{\lambda_1}^{(t)}(x_{\lambda_1}^{(t)})]. \quad (20)$$

Для оценки $\Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_{1s})$, в соответствии с [5], получаем

$$\Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_{1s}) = \frac{2}{\pi} \beta \left(\alpha + \frac{H}{L} \right) A_2 \sigma T_0^4 [z_{\lambda_2}^{(s)}(x_{\lambda_2}^{(s)}) - z_{\lambda_1}^{(s)}(x_{\lambda_1}^{(s)})], \quad (21)$$

где T_0 – температура окружающей среды.

Поток излучения в A_2 в отсутствие цели – $\Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A'_{1g})$, а в присутствии цели – $\Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_{1t}) + \Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A'_{1g}) - \Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A''_{1g})$. Существенная для обнаружения цели разность обоих потоков $\Delta\Phi = \Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_{1t}) - \Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A''_{1g})$ изображена на рис. 3 в функции от $\Delta T = T_t - T_g$ и от ε_t (как параметр). Расчеты сделаны для $a = 10$ м; $h = 2$ м; $A_2 = 10^{-2}$ м² ср; $R = 1$ км; $\lambda_1 = 10$ мкм; $\lambda_2 = 12$ мкм; $H = 5$ м; $\varepsilon_g = 0,8$, $T_g = 283$ °К. Нисходящие участки кривых соответствуют отрицательным значениям $\Delta\Phi$, т.е. рассматривая кривые *a*, *b* и левые ветви кривых *в*, *з*, *e*, нужно ставить знак „минус” перед числами по оси $\Delta\Phi$ (-10^{-6} , -10^{-7} , -10^{-8}). Первые ветви кривых *в*, *з*, *д*, *e* соответствуют положительным значениям $\Delta\Phi$. Таким образом, из рис. 3 видно, что для $\varepsilon_t = 0,1$ и $\varepsilon_t = 0,2$ значение $\Delta\Phi$ медленно возрастает с увеличением ΔT доходя до -10^{-6} Вт; для $\varepsilon_t > 0,3$ значение $\Delta\Phi$ возрастает относительно быстро с увеличением ΔT и (например, при $\Delta T > 30$ °К, $\varepsilon_g = 0,8$ и для $\varepsilon_t = 0,5$ – кривая *д*) становится положительным, т.е. сигнал от цели больше сигнала от окружающей ее поверхности.

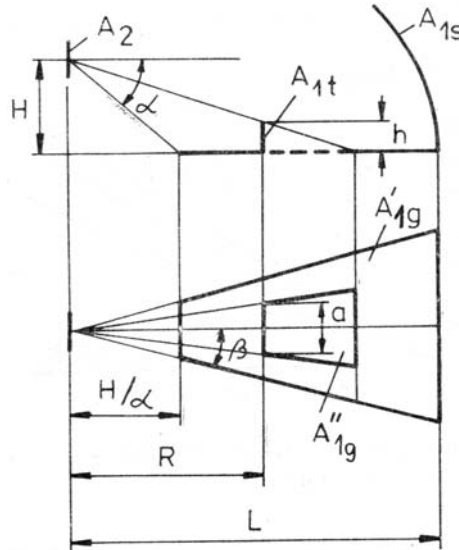


Рис. 2. Геометрия задачи в случае «широкого» поля зрения приемной антенны (п. 2)

Поведение кривых на рис. 3 объясняется тем, что возрастание разницы ΔT между температурами цели T_t и подстилающей поверхности T_g приводит к соответствующему увеличению контрастности $\Delta\Phi$ сигнального потока излучения, которое зависит от соотношения между коэффициентами излучения цели и подстилающей поверхности ε_g , обнаружение цели возможно, если она теплее окружающей поверхности и не зависит от того, что $\varepsilon_t > \varepsilon_g$. Разумеется, чем выше значение ε_t , тем меньше значение

ΔT , которое обеспечивает достаточное превышение сигнала от цели над фоновым сигналом от подстилающей поверхности. Полученные в этой работе количественные соотношения можно использовать при проектировании оптических радиометров.

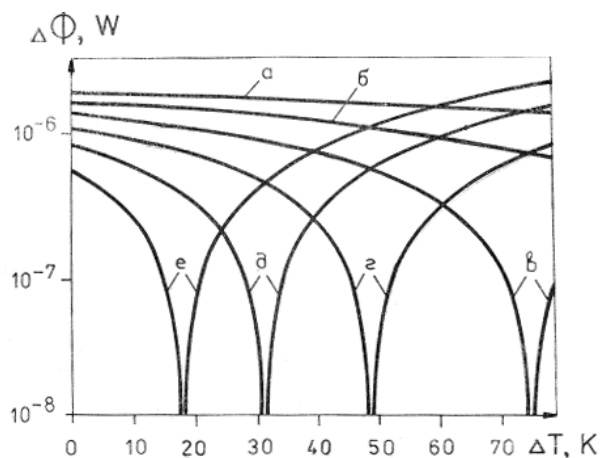


Рис. 3. Зависимости величины $\Delta\Phi = \Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_{1t}) - \Phi_{\lambda_1\lambda_2}(A_{1g}^*)$ от разности температур $\Delta T = T_t - T_g$ при значениях $\varepsilon_t = 0,1 - a, 0,2 - б, 0,3 - в, 0,4 - г, 0,5 - д, 0,6 - e, a = 10 \text{ м}, h = 2 \text{ м}, A_2 = 10^{-2} \text{ м}^2 \text{ ср}, R = 1 \text{ км}, \lambda_1 = 10 \text{ мкм}, \lambda_2 = 12 \text{ мкм}, H = 5 \text{ км}, \varepsilon_g = 0,8$

1. Taylor J. H. // Appl. Optics. 1987. V. 26. № 4. P. 619.
2. Höhn D. H. // Appl. Optics. 1975. V. 14. № 2. P. 404.
3. Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов/Под ред. Р.Дж. Кнуса. М.: Радио и связь. 1985. 328 с.
4. Зега З.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника. 1985.
5. Криксунов Л.З. Справочник по основам ИК техники. М.: Сов. радио. 1978. 400 с.
6. Зуев В.Е., Кауль Б.В., Самохвалов И.В., Кирков К.Й., Цанев В.И. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Новосибирск: Наука. 1986. 192 с.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука. 1977. 832 с.

Институт электроники Болгарской
Академии наук, София, НРБ
Высший машинно-электротехнический
институт им. В.И. Ленина, София, НРБ

Поступила в редакцию
4 мая 1988 г.

E.S. Ferdinandov, V.I. Tsanev, L.L. Girdev, V.A. Mitev, N.N. Momero, S.S. Saparev. **IR Remote Sensing System Energy Balance.**

The effect of the atmospheric and terrestrial radiation and scattering and the detector system noise characteristics on the image contrast and the signal-to-noise ratio is estimated as applied to the observation and finding of objects by means of a IR passive remote sensing complex capable of monitoring the thermal radiation.