

Détection de rayonnement infrarouge

I Généralités sur les détecteurs

1. Dans le domaine optique (et des proches infrarouge et ultraviolet), on peut citer les *photodiodes* et phototransistors (générateurs de courant proportionnel à l'éclairement reçu) ou les *capteurs CCD*, chaque pixel du capteur formant un condensateur dont la charge est proportionnelle à l'énergie lumineuse reçue.
2. L'infrarouge occupe le domaine spectral $750 \text{ nm} < \lambda < 1 \text{ mm}$; en deçà on retrouve le domaine visible et au-delà les ondes centimétriques (ou radio hyperfréquences).
3. λ_{max} est la longueur d'onde du **maximum d'émission** d'un corps noir (ou absorbeur intégral) en **équilibre thermique** à la température T avec le rayonnement qu'il émet et reçoit.
4. Pour un objet terrestre à $T = 300 \text{ K}$, on obtient $\lambda_{\text{max}} = 9,6 \text{ } \mu\text{m}$ (en plein dans le domaine infrarouge); pour un objet refroidi à $T = 40 \text{ K}$, on trouve encore $\lambda_{\text{max}} = 0,72 \text{ } \mu\text{m}$, toujours dans le domaine infrarouge. Il faut donc refroidir suffisamment l'environnement du télescope pour éviter tout rayonnement infrarouge parasite. Par exemple pour atteindre $\lambda_{\text{max}} > 1 \text{ mm}$ il faudra atteindre $T < 3 \text{ K}$.

II Principe du bolomètre

5. Le premier principe de la thermodynamique appliqué au bolomètre entre t et $t + dt$ s'écrit

$$dU = \delta W + \delta Q$$

avec ici $dU = C_{\text{th}}dT$, $\delta W = R(T)I^2dt$ et

$\delta Q = -G_{\text{th}} [T(t) - T_S] dt + \Phi_i dt$, par définition même de la conductance thermique.

On a donc

$$C_{\text{th}} \frac{dT}{dt} = (R_0 + \alpha R_0(T - T_S))I^2 - G_{\text{th}}(T(t) - T_S) + \Phi_i$$

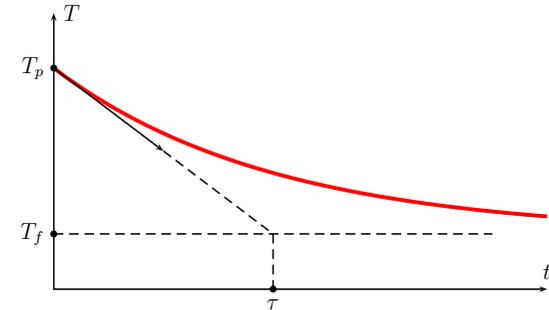
On en déduit immédiatement $\tau \frac{dT}{dt} + T(t) = \beta(\Phi_i)$ à condition de poser

$$\tau = \frac{C_{\text{th}}}{G_{\text{th}} - \alpha R_0 I^2} \text{ et } \beta(\Phi_i) = \frac{\Phi_i + R_0 I^2}{G_{\text{th}} - \alpha R_0 I^2} + T_S.$$

6. Avec $\alpha < 0$ on a nécessairement $\tau > 0$, le régime libre est stable (décroissant vers 0). Si $\alpha > 0$ on aurait pu obtenir $\tau < 0$ pour des valeurs élevées de $R_0 I^2$: un échauffement de l'appareil entraîne alors une augmentation de la résistance électrique, donc un nouvel échauffement qui ne peut pas être compensé par la conductance thermique de refroidissement, et le régime est instable.
7. En régime permanent, $\frac{dT}{dt} = 0$ donc $T_p(\Phi_i) = T_S + \frac{\Phi_i + R_0 I^2}{G_{\text{th}} - \alpha R_0 I^2}$.

III Temps de réponse du bolomètre

8. Si $\Phi_i = 0$ on peut écrire $\tau \frac{dT}{dt} + T = T_f$ où $T_f = T_S + \frac{R_0 I^2}{G_{\text{th}} - \alpha R_0 I^2}$ et les conditions initiales permettent de résoudre cette équation sous la forme $T(t) = T_f + (T_p(\Phi_i) - T_f) e^{-t/\tau}$; sur la courbe tracée ci-après, on trouve τ en cherchant l'intersection de la tangente à l'origine et de l'asymptote horizontale :



9. τ est le temps de réponse. Si la capacité thermique augmente, τ augmente car il est plus long de refroidir (ou de chauffer) un corps susceptible d'accumuler plus d'énergie sous forme thermique. Si la conductance thermique augmente, τ diminue car une bonne conductivité de la poutre favorise un refroidissement plus rapide.

IV Sensibilité du bolomètre

1. Posant $T_1 = T_P(\Phi_{i0})$ et $T(t) = T_1 + \Theta(t)$ on obtient facilement

$$T_1 = T_S + \frac{\Phi_{i0} + R_0 I^2}{G_{th} - \alpha R_0 I^2}$$

et

$$\tau \frac{d\Theta}{dt} + \Theta = \frac{\varphi_0 \cos(\omega t)}{G_{th} - \alpha R_0 I^2}$$

dont la résolution, par exemple en notations complexes, fournit $\underline{\Theta}(1 + j\omega\tau) = \frac{\varphi_0}{G_{th} - \alpha R_0 I^2}$ dont la norme fournit

$$\Theta_0 = |\underline{\Theta}| = \frac{A}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

avec $A = \frac{\varphi_0}{G_{th} - \alpha R_0 I^2}$ (si on suppose $\varphi_0 > 0$).

2. On a $V = R(T)I = V_1 + V_0 \cos(\omega t + \psi)$ avec

$$V_1 = R_0 I(1 + \alpha(T_1 - T_S))$$

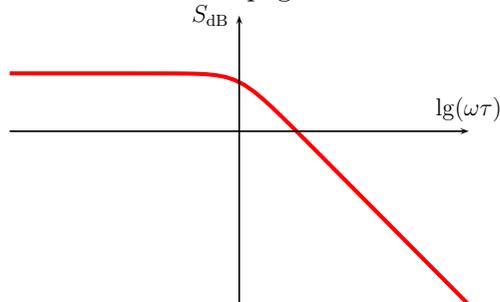
et

$$V_0 \cos(\omega t - \psi) = \alpha R_0 I \Theta(t)$$

donc $V_0 = |\alpha| R_0 I \Theta_0$.

3. On en déduit immédiatement $S(\omega) = \frac{|\alpha| R_0 I^2}{G_{th} - \alpha R_0 I} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$.

4. Le diagramme de Bode est tracé page suivante.



5. On reconnaît le diagramme d'un filtre passe-bas du premier ordre de pulsation de coupure $\omega_c = 1/\tau$ et de valeur maximale (ou statique) $S_{max} = \frac{|\alpha| R_0 I}{G_{th} - \alpha R_0 I^2}$. En dehors de la bande passante, le bolomètre ne suit pas les variations trop rapides du flux incident à cause des limitations des transferts thermiques, qui sont toujours lents.
6. On remarque que S_{max}/τ est indépendant de la conductance thermique. Si on diminue celle-ci, on augmente la sensibilité mais en même temps on augmente la constante de temps donc on diminue la rapidité du système ; le choix technique résultera nécessairement d'un compromis.