

Partie A – Distance maximale Terre-Mars permettant d’observer la calotte polaire Nord

1. La lentille L_1 est tournée vers l’objet observé : il s’agit de l’**objectif**.

La lentille L_2 est du côté de l’œil de l’observateur : il s’agit de l’**oculaire**.

2. Justification non demandée : Les rayons incidents issus de A_∞ sont parallèles à l’axe optique, ils convergent donc au foyer image F'_1 de l’objectif.

Les rayons passent par le foyer objet F_2 de l’oculaire, alors ils émergent de la lunette parallèlement à l’axe optique.

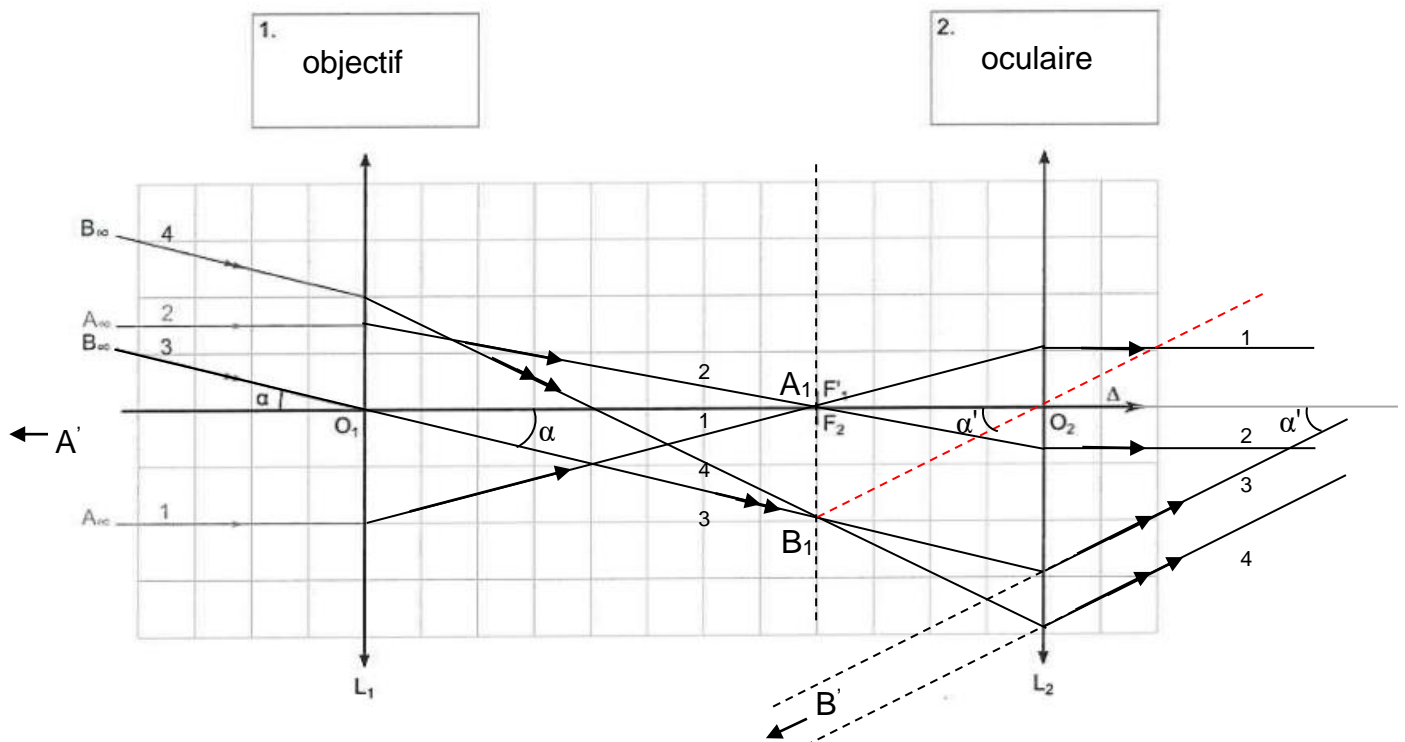
3. Justification non demandée : Le rayon 3 passe par le centre optique O_1 sans être dévié.

Le point image intermédiaire B_1 est situé à l’intersection de ce rayon 3 et du plan focal image de L_1 .

Le rayon 4 émerge de L_1 en passant par B_1 .

Pour tracer les rayons émergents de L_2 , on crée un rayon issu de B_1 passant par O_2 sans être dévié. Comme B_1 est dans le plan focal objet de L_2 alors tous les rayons issus de B_1 émergent parallèlement entre eux, donc parallèlement au rayon créé. Le point image définitive B' est alors rejeté à l’infini.

4. Angle α'



5. D’après les données, une lunette astronomique est afocale si elle forme l’image à l’infini d’un objet situé à l’infini. C’est bien le cas ici, l’objet $A_\infty B_\infty$ est à l’infini ainsi que son image définitive $A'B'$.

Visibilité de la calotte polaire

6. Grossissement : $G = \frac{\alpha'}{\alpha}$.

7. Dans le triangle $O_1 A_1 B_1$: $\tan \alpha = \frac{A_1 B_1}{O_1 A_1} = \frac{A_1 B_1}{f'_1} \approx \alpha$ (approximation des petits angles).

Dans le triangle $O_2 A_1 B_1$: $\tan \alpha' = \frac{A_1 B_1}{O_2 A_1} = \frac{A_1 B_1}{f'_2} \approx \alpha'$ (approximation des petits angles).

Ainsi, $G = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{A_1 B_1}{f'_2} \times \frac{f'_1}{A_1 B_1} = \frac{f'_1}{f'_2}$.

8. Pour que l'objet soit observable dans la lunette, il faut que $\alpha' > \theta_0$.

Comme $G = \frac{\alpha'}{\alpha}$ alors $\alpha' = G.\alpha$ et comme $G = \frac{f'_1}{f'_2}$ alors $\frac{f'_1}{f'_2}.\alpha > \theta_0$

$$\alpha_{\min} = \frac{f'_2}{f'_1}.\theta_0$$

$$\alpha_{\min} = \frac{20 \text{ mm}}{910 \text{ mm}} \times 2,7 \times 10^{-4} \text{ rad} = 5,9 \times 10^{-6} \text{ rad}$$

9. $\tan \alpha = \frac{d}{D}$ donc $D = \frac{d}{\tan \alpha} \approx \frac{d}{\alpha}$.

$$D_{\max} = \frac{10^3 \text{ km}}{5,9 \times 10^{-6} \text{ rad}} = 10^8 \text{ km}$$

$\frac{20}{910} * 2.7E-4$	$5.934065934E-6$
IE3	
Rep	$1.685185185E8$

10. La distance maximale entre Mars et la Terre est de 2,5 U.A., soit $2,5 \times 1,50 \times 10^{11} \text{ m} = 3,75 \times 10^{11} \text{ m} = 3,75 \times 10^8 \text{ km}$, en conservant que deux chiffres significatifs $D = 3,8 \times 10^8 \text{ km}$.

Le manque de chiffre significatif du sujet sur la valeur du diamètre $d (=10^3 \text{ km})$ ne permet pas de conclure de façon certaine.

Admettons que $d = 1000 \text{ km}$ alors $D_{\max} = 1,685 \times 10^8 \text{ km} < D$ alors la calotte ne sera pas observable.

Lorsque Mars est au plus près de la Terre, alors $D = 0,5 \text{ U.A.} = 0,5 \times 1,50 \times 10^{11} \text{ m} = 7,5 \times 10^{10} \text{ m}$, en conservant qu'un seul chiffre significatif $D = 8 \times 10^{10} \text{ m} = 8 \times 10^7 \text{ km} < D_{\max}$ alors la calotte polaire est visible.

Ainsi la calotte est visible seulement à certains moments où Mars n'est pas trop éloignée de la Terre.

Partie B – Mise en température avant observation

11. Le transfert thermique a toujours lieu du corps chaud vers le corps froid. Donc ici, de la lunette à $\theta_0 = 19,5^\circ\text{C}$ vers l'air extérieur à $\theta_e = 9,0^\circ\text{C}$.

12. Pour un système au repos, la variation d'énergie interne ΔU d'un système est égale à la somme des travaux et des transferts thermiques Q : $\Delta U = W + Q$.

13. Ici le système n'échange pas de travail avec le milieu extérieur alors $W = 0$ alors $\Delta U = Q$.

D'autre part $\Delta U = C.\Delta\theta$, alors $Q = C.\Delta\theta$

On a aussi $\Phi = \frac{Q}{\Delta t}$, soit $Q = \Phi . \Delta t$.

D'après la loi de Newton $\Phi = h.S.(\theta_e - \theta)$, donc $Q = h.S.(\theta_e - \theta).\Delta t$

En égalant les deux expressions de la chaleur on vérifie $C.\Delta\theta = h.S.(\theta_e - \theta).\Delta t$

14. $C.\Delta\theta = h.S.(\theta_e - \theta).\Delta t$

$$C.\frac{\Delta\theta}{\Delta t} = h.S.(\theta_e - \theta)$$

En faisant tendre Δt vers zéro, alors $\frac{\Delta\theta}{\Delta t} = \frac{d\theta}{dt}$.

$$C.\frac{d\theta}{dt} = h.S.(\theta_e - \theta)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{h.S}{C} . (\theta_e - \theta)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{h.S}{C} . \theta_e - \frac{h.S}{C} . \theta$$

$$\frac{d\theta}{dt} + \frac{h.S}{C} . \theta = \frac{h.S}{C} . \theta_e$$

En posant $\tau = \frac{C}{h.S}$, on retrouve l'équation différentielle proposée $\frac{d\theta}{dt} + \frac{\theta}{\tau} = \frac{\theta_e}{\tau}$.

15. Pour éviter totalement les turbulences expérimentales, la température de la lunette doit être égale à celle de l'air extérieur $\theta_e = 9^\circ\text{C}$.

La solution proposée est $\theta = A.e^{-\frac{t}{\tau}} + B$

Si l'on attend très très longtemps $t \rightarrow \infty$, alors $\theta \rightarrow A.e^{-\infty} + B$ or $e^{-\infty} = 0$ ainsi $\theta \rightarrow B$

Donc $B = \theta_e = 9^\circ\text{C}$.

16. La solution est $\theta = A.e^{-\frac{t}{\tau}} + \theta_e$.

À la date $t = 0$ s, $\theta(t = 0) = \theta_0 = A.e^{-0} + \theta_e$

$$\theta_0 = A + \theta_e$$

$$A = \theta_0 - \theta_e$$

La solution est finalement $\theta = (\theta_0 - \theta_e).e^{-\frac{t}{\tau}} + \theta_e$.

17. Qualitativement, donc sans calculs, on constate que la courbe de la modélisation est très proche des points expérimentaux.

On en déduit que le modèle théorique convient bien.

18. $\theta(t = 2,0 \text{ h}) = 10,5 \times e^{-\frac{2,0 \times 3600}{1414}} + 9,0 = 9,1^\circ\text{C}$

$10.5 * e^{-\frac{2 * 3600}{1414}} + 9$
$9.064534036E0$

L'écart entre la température de la lunette et l'air extérieur est largement inférieur à 1°C , ainsi la lunette est bien « à température ».