

Problème 1 Étude d’un appareil photo jetable

A Étude de la partie optique

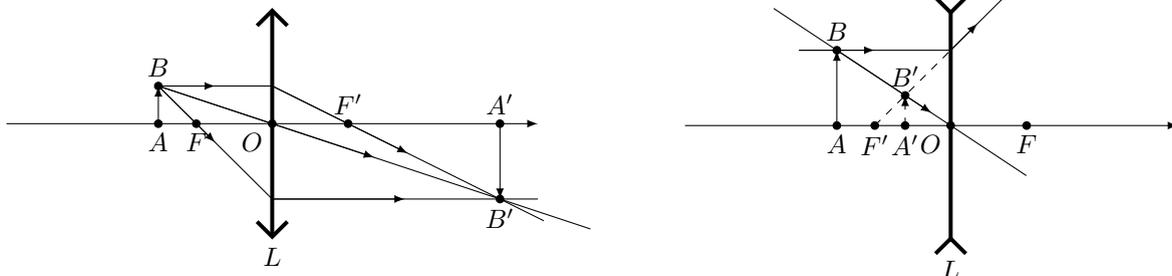
A.1 Conditions de Gauss

A.1.1 Les rayons incidents sont peu inclinés et peu éloignés de l’axe optique.

A.1.2 On se place dans les conditions de Gauss pour avoir un stigmatisme et un aplanétisme approché.

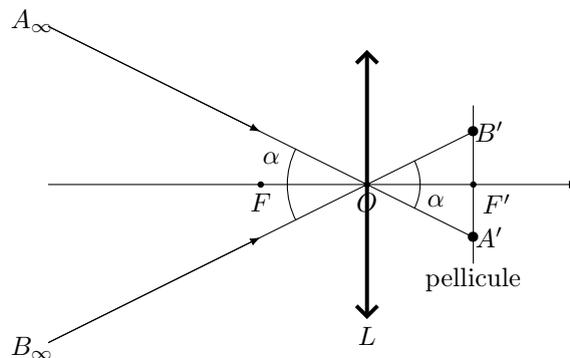
A.1.3 En pratique, on concentre les rayons lumineux vers le centre du système optique ou, on utilise un diaphragme pour respecter les conditions de Gauss au détriment de la luminosité.

A.2 L’image d’un objet réel à travers une lentille divergente est virtuelle (et ne pourra être matérialisé sur un écran, une pellicule ou des capteurs CCD). La lentille L servant d’objectif est donc une lentille convergente (elle permet de conjuguer un objet réel ou une image réelle)



A.3 Si l’objet est à l’infini, son image se formera dans le plan focal de la lentille. Il faut donc mettre la pellicule dans ce plan, soit $d = f'$.

A.4 $\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{X/2}{f'}$ soit $X = A'B' = \tan \alpha f' = 2,6.10^{-4} m$ (on conserve 2CS malgré le seul CS pour α).



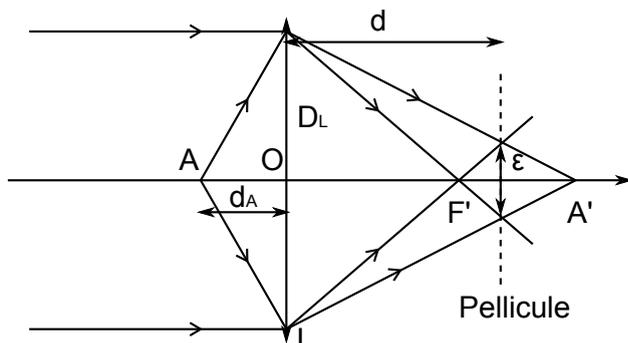
A.5

A.5.1 D’après la relation de conjugaison de Descartes on a : $\frac{1}{OA'} + \frac{1}{d_A} = \frac{1}{f'}$ car $d_A = -OA$, soit $OA' = \frac{d_A f'}{d_A - f'}$.

A.5.2 D’après le théorème de Thalès, on a : $\frac{D_{A'}}{D_L} = \frac{OA' - f'}{OA'}$ et d’après la question précédente, on a : $OA' - f' = \frac{f'^2}{d_A - f'}$ soit : $D_{A'} = D_L \frac{f'}{d_A}$.

A.6 Cela revient à dire $D_{A'} = \epsilon$, soit d’après la relation précédente : $d_A = \frac{D_L f'}{\epsilon}$. L’application numérique donne $d_A = 3,0 m$

A.7



A.7.1

A.7.2 D'après le théorème de Thalès, on a : $\frac{D_L}{\epsilon} = \frac{f'}{d-f'}$ soit $d = f' + \frac{f'\epsilon}{D_L} = 3,0 \text{ cm}$

A.7.3 À partir de la relation de Thalès on détermine la position de A' : $\frac{\overline{OA'}}{D_L} = \frac{\overline{OA'}-d}{\epsilon}$ soit $\overline{OA'} = \frac{dD_L}{D_L-\epsilon}$ et d'après la relation de conjugaison de Descartes on a : $\frac{1}{d_A} = \frac{1}{f'} - \frac{1}{\overline{OA'}}$ soit $d_A = \frac{f'\overline{OA'}}{\overline{OA'}-f'}$ et en remplaçant $\overline{OA'}$, on obtient $d_A = \frac{f'dD_L}{dD_L-f'(D_L-\epsilon)} = 1,5 \text{ m}$. On obtient alors une photo nette lorsque l'objet est situé au delà de $1,5 \text{ m}$ de la pellicule. On a augmenté la profondeur de champ de l'appareil photo.

Problème 2 Étude d'un récepteur optique d'une transmission Li-Fi

A Généralités sur les ondes lumineuses

A.1 Dans la technologie Li-Fi, on utilise le domaine visible avec des longueurs d'onde comprises entre 400 et 800 nm . Les fréquences associées dans l'air sont comprises entre $f = c/\lambda = 3,8 \times 10^{14} \text{ Hz}$ et $7,5 \times 10^{15} \text{ Hz}$.

A.2 Le principe d'une LED repose sur le processus d'émission spontanée. Le spectre d'émission est donc discret.

A.3 Le nom du processus physique majoritaire dans une LED est l'émission spontanée alors qu'il s'agit de l'émission stimulée dans un LASER.

A.4 Dans le cadre de l'optique géométrique, on considère que la lumière se propage selon des rayons lumineux rectilignes et on néglige tout phénomène ondulatoire tel que la diffraction.

B Récepteur optique

B.1 On considère que l'intersection des rayons lumineux incidents arrivant sur le collecteur (l'objet) se situe à une grande distance par rapport à la taille caractéristique du collecteur et de sa distance focale. La photodiode doit ainsi être positionnée dans le plan focal image de la lentille collectrice.

B.2 On note le point I l'intersection entre le rayon incident et la face d'entrée du prisme et J l'intersection du rayon émergent et la face de sortie du prisme.

L'application de la loi de Snell-Descartes relative à la réfraction en I et J conduit à $\sin i = n \sin r$ et $\sin i' = n \sin r'$.

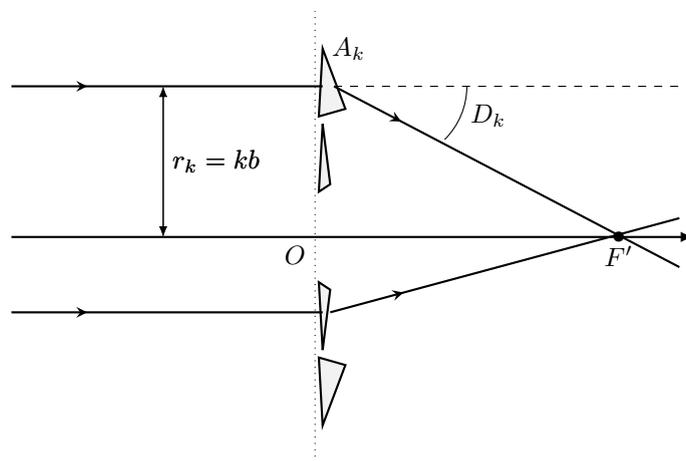
La relation d'angle dans le triangle AIJ conduit à $A + \frac{\pi}{2} - r + \frac{\pi}{2} - r' = \pi$ soit $A = r + r'$.

La déviation D est la somme de la déviation en I et de la déviation en J soit $D = i - r + i' - r'$ et en utilisant la relation $A = r + r'$, on obtient ainsi $D = i + i' - A$.

B.3 Dans le cas d'une incidence quasiment normale et d'angles petits on peut linéariser le sinus à l'ordre 1. Ainsi $i = nr$, $i' = nr'$ et $D = n(r + r') - A$ soit $D = (n - 1)A$.

B.4

B.5 D'après la figure ci-dessous $\tan D_k \approx D_k = \frac{r_k}{f'}$



On a ainsi $\frac{r_k}{f'} = (n - 1)A_k$ soit $A_k = \frac{r_k}{f'(n - 1)}$.

B.6 Au vu des dimensions du dongle, la distance focale f' du dongle doit être inférieure au cm (épaisseur de $10,2 \text{ mm}$) alors que la lentille de Fresnel occupe un carré de côté $a \approx 2 \text{ cm}$ de côté (inférieur $29,4 \text{ mm}$). En considérant un prisme à la périphérie de la lentille, l'angle émergent θ considéré serait proche de $\tan \theta = \frac{a}{2f'}$ soit $\theta \approx 45^\circ$ ce qui n'est pas compatible avec l'hypothèse des petits angles.

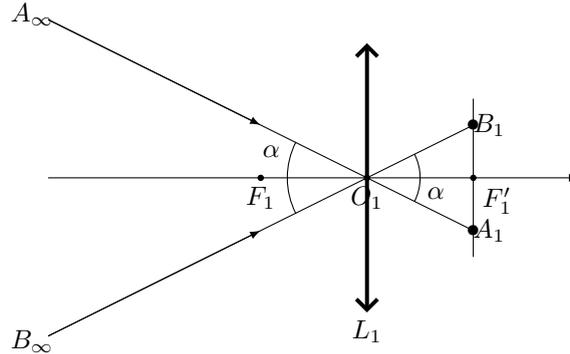
En conséquence, pour traiter cette partie, la linéarisation des fonctions trigonométriques n'est pas souhaitable et nous pourrions par exemple utiliser une résolution numérique pour traiter le problème.

Problème 3 Découverte de Proxima du Centaure

A Première observation de l'étoile

A.1 L'année lumière (unité très utilisée en astronomie, notée aL est égale à la distance parcourue par la lumière (dans le vide) en une année. $1 \text{ aL} = 9,5 \times 10^{15} \text{ m}$. Soit $d_{TS} = 1,5 \times 10^{11} \text{ m}$ la distance Terre-Soleil et $D_E = 3,9 \times 10^{16} \text{ m}$ la distance Soleil-Proxima du Centaure. Comme $d_{TS} \ll D_E$, on peut assimiler la distance Terre-Proxima du Centaure à la distance Soleil-Proxima du Centaure.

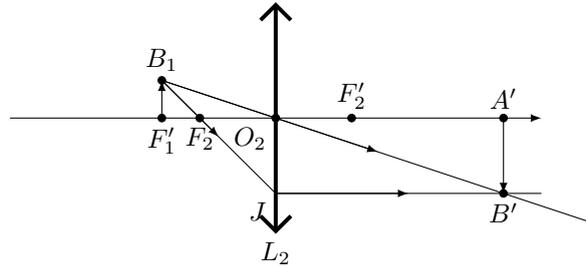
A.2 $f_A \ll D_E$, l'étoile Proxima du Centaure est considérée à l'infini, l'image intermédiaire se forme dans le plan focal image de la lentille L_1 .



A.3 L'étoile Proxima du Centaure est vue sous un angle $\frac{\alpha}{2} = \frac{R_E}{D_E}$ (petits angles au vue des AN). D'après la

figure précédente : $\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{\alpha}{2} = \frac{A_1 B_1}{2 f_1}$ soit $A_1 B_1 = \frac{2 R_E f_1}{D_E}$

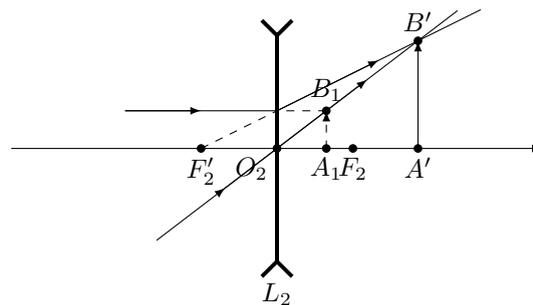
A.4 On a $AB_\infty \xrightarrow{(L_1)} A_1 B_1 (F'_1) \xrightarrow{(L_2)} A' B'$ et $\gamma_2 = \frac{f'_2}{F_2 F'_1}$ d'après la construction ci-dessous dans les triangles $(F_2 F'_1 B_1)$ et $(F_2 O_2 J)$ (Cette construction permet de retrouver la relation de grandissement qui s'applique également pour une lentille convergente).



On a ainsi $\overline{F_2 F'_1} = \overline{F_2 O_2} + \overline{O_2 O_1} + \overline{O_1 F'_1}$ avec $\overline{F_2 O_2} = f'_2$ et $\overline{O_1 F'_1} = f'_1$ soit $\gamma_2(f'_2 + \overline{O_2 O_1} + f'_1) = f'_2$ et

$\overline{O_1 O_2} = f'_1 + \frac{\gamma_2 - 1}{\gamma} f'_2 = 7,985 \text{ m}$ (on conserve les CS pour un positionnement au mm près, ou si on veut respecter les CS, on dira que la lentille L_2 doit être placée à 1,5 cm avant l'image intermédiaire).

A.5 Construction où le grandissement $+4$ n'est pas respecté :



A.6 $A' B' = \gamma_2 A_1 B_1 = \frac{2 \gamma_2 R_E f_1}{D_E} = 0,16 \mu\text{m}$

La taille de l'image sur la plaque est inférieure à la taille d'un cristal, l'image apparaît ponctuelle.

A.7 Soit L et ℓ les dimensions du capteur, a le côté d'un pixel supposé carré et N le nombre de pixels : $N a^2 = L \times \ell$ soit $a = \sqrt{\frac{L \times \ell}{N}} = 2,9 \mu\text{m}$. Là encore la taille de l'image est plus petite que la taille d'un pixel, l'image est ponctuelle.

A.8 charge produite par le capteur :

A.8.1 Par définition, la puissance surfacique est la puissance par unité de surface. L'émission lumineuse étant radiale, à la distance r d'une étoile, la puissance lumineuse est donnée par : $P_{et} = p_S(et)4\pi r^2$ avec P_{et} puissance lumineuse de l'étoile, $p_S(et)$ la puissance surfacique de l'étoile et $4\pi r^2$ la surface d'une sphère de rayon r .

Exprimons la puissance lumineuse émise par le Soleil et l'étoile Proxima du Centaure « sur la Terre » :

$$P_{So} = p_S(So)4\pi D_{TS}^2$$

$$P_{PC} = p_S(PC)4\pi D_E^2$$

En faisant l'hypothèse que la puissance lumineuse du Soleil est égale à la puissance lumineuse de l'étoile Proxima du Centaure on peut poser que :

$$p_S(PC)4\pi D_E^2 = p_S(So)4\pi D_{TS}^2$$

On en déduit que :

$$p_S(PC) = p_S(So) \left(\frac{D_{TS}}{D_E} \right)^2$$

La puissance lumineuse issue de Proxima du Centaure reçue par le système optique est donc :

$$P = \pi p_S(So) \left(\frac{D_{TS}}{D_E} \right)^2 \left(\frac{D_1}{2} \right)^2$$

en considérant la surface $\left(\frac{D_1}{2} \right)^2$ de la lentille d'entrée de l'objectif.

A.8.2 L'énergie lumineuse est : $E = P\Delta t$ soit $E = \pi p_S(So) \left(\frac{D_{TS}}{D_E} \right)^2 \left(\frac{D_1}{2} \right)^2 \Delta t = 1,2 \times 10^{-6} \text{ J}$.

A.8.3 L'énergie d'un photon de longueur d'onde λ_{obs} est donnée par la formule de Planck-Einstein : $E_{ph} = \frac{hc}{\lambda_{obs}}$.

Déterminons le nombre de photon N_{ph} reçu par le système optique pendant l'intervalle de temps Δt :

$$N_{ph} = \frac{E}{E_{ph}} = \frac{\pi p_S(So) \left(\frac{D_{TS}}{D_E} \right)^2 \left(\frac{D_1}{2} \right)^2 \Delta t \lambda_{obs}}{hc}$$

Sachant que l'efficacité quantique du capteur CCD est QE , on en déduit le nombre d'électrons émis par le capteur : $N_{e^-} = QEN_{ph}$ soit

$$N_{e^-} = \frac{E}{E_{ph}} = \frac{\pi p_S(So) \left(\frac{D_{TS}}{D_E} \right)^2 \left(\frac{D_1}{2} \right)^2 \Delta t \lambda_{obs} QE}{hc} = 1,1 \times 10^{12} \text{ electrons}$$

A.8.4 Sachant que la charge d'un électron est $q = -e = -1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$, la charge produite par le capteur est : $Q = N_{e^-}q = -1,7 \times 10^{-7} \text{ C}$

A.9 L'ouverture de la lunette de rayon D_1 génère une diffraction dont le demi-angle vaut :

$$\theta_{diff} \approx \frac{\lambda}{D_1} \approx 1 \times 10^{-6} \text{ rad}$$

Cet angle étant supérieur à l'angle α sous lequel est vue l'étoile, il est gênant pour la résolution.

B Mesure de la distance entre la Terre et l'étoile

B.1 Le satellite Hipparcos tournant au voisinage de la Terre, on peut à l'échelle de la distance Terre-Soleil confondre sa position avec celle de la Terre.

En considérant la figure proposée en se plaçant dans l'hypothèse des petits angles : $P_E = \frac{O_1O_2}{SE} = \frac{2D_{TS}}{D_E}$

soit $D_E = \frac{2D_{TS}}{P_E} = 4,0 \times 10^{13} \text{ km}$ (P_E doit être exprimé en radian pour faire l'hypothèse des petits angles).

L'énoncé propose une valeur $D_E = 3,99 \times 10^{13} \text{ km}$, les résultats sont cohérents.

B.2 La distance entre le Soleil et la Terre varie au cours de l'année car la Terre parcourt une ellipse non un cercle.

Problème 4 Onde progressive sinusoidale sonore et ultrasonore

A Étude d'une onde sonore

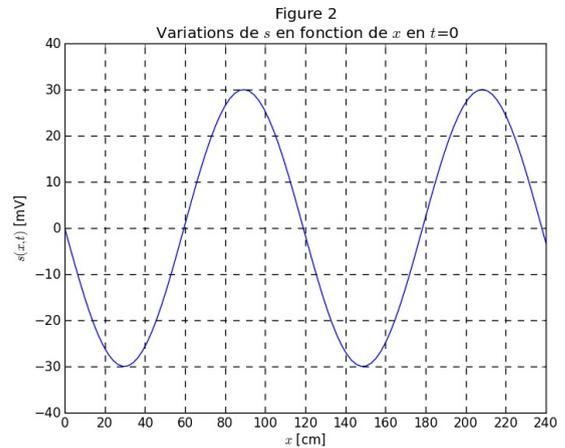
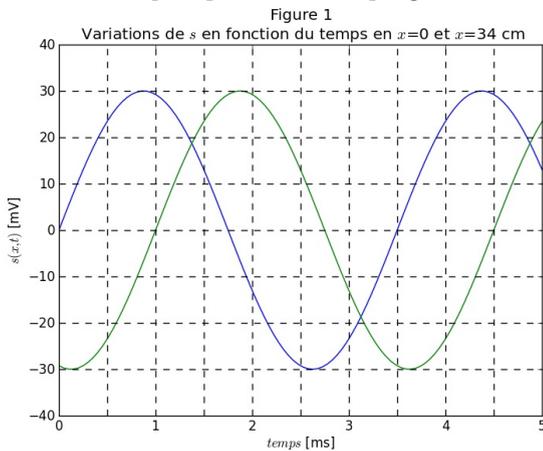
A.1 On a $k = \frac{\omega}{c}$. Le produit kx étant sans dimension $[k] = L^{-1}$ ($k = 2\pi/\lambda$).

A.2 D'après l'oscillogramme on mesure $2A = 60$ mV (amplitude crête à crête) soit $A = 30$ mV. La période T est mesurée entre les instants $t = 0$ et l'intersection du signal avec les axes des abscisses (front montant), on obtient $T = 3,5$ ms soit $f = 1/T = 2,9 \times 10^2$ Hz. Pour le déphasage à l'origine, on $s(0, t) = 0$ V soit $\cos \varphi = 0$ et le signal est croissant en $t = 0$ soit $\frac{dy}{dt}(0) = -A \sin \varphi = 0$ ainsi $\varphi = -90^\circ$. On peut aussi reconnaître que le signal est de la forme $s(0, t) = A \sin(\omega t)$.

A.3 La longueur d'onde est donnée par $\lambda = cT = 1,2$ m. Le retard temporel correspondant à une progression de l'onde de $\Delta x = 34$ cm est $\Delta t = 1,0$ ms.

A.4 On reproduit le même signal décalé de Δt vers la droite puisque l'onde est progressive.

A.5 La largeur du graphique correspond à deux longueur d'onde et $s(0, 0) = 0$ d'après la figure 1.



B Mesure de la célérité du son à l'aide d'une onde ultrasonore

B.1 La phase du signal reprenant la même valeur que dans la position initiale, le capteur a donc été déplacé d'une longueur d'onde.

B.2 Au bout de 10 coïncidences de phase successives, le déplacement du capteur est de 10 longueurs d'onde. On en déduit donc $\lambda = d/10 = 8,6$ mm. La valeur de la célérité du son mesurée est donc $c = \lambda f = 3,4 \times 10^2$ m s⁻¹.

B.3 L'incertitude relative sur la valeur de la longueur d'onde est : $\frac{u(\lambda)}{\lambda} = \frac{u(d)}{d} = 4,7 \times 10^{-2}$ avec $u(d) = \frac{\Delta d}{\sqrt{3}}$. $u(c) = 9$ m s⁻¹. On en déduit : $c = 344 \pm 9$ m s⁻¹ (on ajuste le nombre de chiffres significatifs à la valeur de l'incertitude obtenue).

B.4 Pour améliorer la précision de la mesure, il suffit de mesurer une distance d correspondant à un nombre plus important de longueurs d'onde (par exemple 20). La demie-étendue associée à la mesure de distance restera presque inchangée ce qui conduira à une diminution de l'incertitude relative sur la valeur de λ .