

BTS OPTICIEN LUNETIER

Optique Géométrique et Physique

SESSION 2011

Note : ce corrigé n'a pas de valeur officielle et n'est donné qu'à titre informatif sous la responsabilité de son auteur par Acuité.

**Proposition de corrigé par Joseph Hormière,
professeur du Lycée Technique Privé d'Optométrie de Bures-sur-Yvette**



I. Étude de l'oculaire

I.1. Détermination des distances focales

I.1.1. $\times 6$ représente le grossissement commercial de l'oculaire.

Il est égal au quotient de la vergence D_{oc} de l'oculaire par 4 dioptries :

d'où $D_{oc} = 4 \times 6 = + 24 \delta$ et $f'_{oc} = 1/D_{oc} = 1/24 \text{ m}$, soit **41,7 mm** (voisin de 42 mm).

I.1.2. L'oculaire a pour focale : $f'_{oc} = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - O_1 O_2} = \frac{3a \times a}{3a + a - 2a} = 1,5 a$

$$f'_{oc} = 42 \text{ mm} = 1,5 a \quad \rightarrow \quad a = 28 \text{ mm}$$

$$\mathbf{f'_1 = 3a = 3 \times 28 = + 84 \text{ mm}} \quad \mathbf{O_1 O_2 = 2a = 2 \times 28 = 56 \text{ mm}} \quad \mathbf{f'_2 = a = + 28 \text{ mm}}$$

I.2. Position des éléments cardinaux

I.2.1. Les points principaux sont obtenus à partir des formules de Gullstrand :

$$\overline{O_1H} = +e \frac{f'}{f'_2} = +2a \times \frac{42}{a} = +84 \text{ mm}$$

$$\overline{O_1F} = \overline{O_1H} + \overline{HF} = 84 - 42 = +42 \text{ mm}$$

$$\overline{O_2H'} = -e \frac{f'}{f'_1} = -2a \times \frac{42}{3a} = -28 \text{ mm}$$

$$\overline{O_2F'} = \overline{O_2H'} + \overline{H'F'} = -28 + 42 = +14 \text{ mm}$$

I.3. Propriétés de l'oculaire

I.3.1. L'oculaire est négatif, car son foyer principal objet est virtuel : F_{oc} est situé après L_1 .

I.3.2. $f'_1 + f'_2 = 3a + a = 4a = 2 \times 2a = 2e$. Comme les lentilles sont en outre taillées dans le même verre, l'oculaire satisfait la condition d'achromatisme apparent.

Ce type d'oculaire, associé à un objectif achromatique (ou mieux, apochromatique), permet de réduire de façon importante les liserés colorés (franges d'aberration chromatique) qui apparaîtraient sinon au voisinage des lignes de contraste de l'image.

II. Grossissement de la lunette

II.1. Si la lunette est afocale, elle donne d'un objet très éloigné une image très éloignée. Celle-ci étant proche du Remotum de l'observateur emmétrope, il peut l'observer sans accommoder, ce qui, pour des observations astronomiques généralement de longue durée, est un gage de confort visuel.

II.2. Détermination théorique du grossissement G

II.2.1. Le grossissement de la lunette est le quotient du diamètre apparent θ' de l'image et du diamètre apparent θ de l'objet.

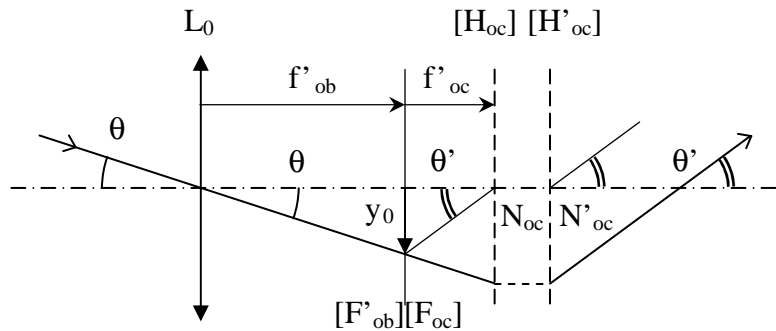
L'objectif de la lunette donne de l'objet très éloigné, de diamètre apparent θ , une image de taille y_0 .

Si ces deux grandeurs sont supposées positives, et si l'angle est petit, $y_0 = f'_{ob} \theta$ (rad).

L'oculaire donne de y_0 une image très éloignée de diamètre apparent θ' .

En supposant cet angle positif et petit, $y_0 = f'_{oc} \theta'$ (rad).

$$G = \frac{\theta'}{\theta} = \frac{f'_{ob}}{f'_{oc}}$$

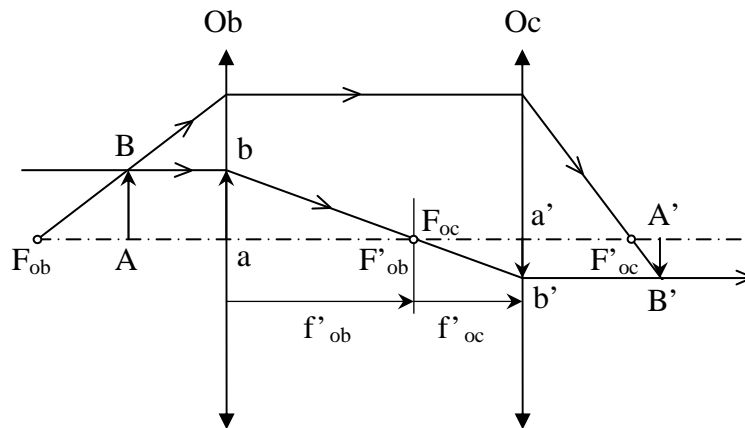


II.2.2. L'application numérique donne : $G = 160/42 = 3,8$

II.2.3. L'image définitive est vue renversée.

II.3. Détermination expérimentale du grossissement G

II.3.1.



L'image B' du point B est construite à partir du tracé, à travers le système afocal, de deux rayons remarquables :

- l'un, parallèle à l'axe optique, passe par F'_{ob} et F_{oc} dans l'espace intermédiaire, puis ressort de l'oculaire parallèle à l'axe optique ;
- l'autre, passant par F_{ob} , est parallèle à l'axe optique dans l'espace intermédiaire, puis passe par F'_{oc} après traversée de l'oculaire.

II.3.2. Le rayon Bbb'B' est indépendant de la position de l'objet.

Le grandissement transversal $g_y = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}$ l'est donc également.

II.3.3. ab et $a'b'$ sont les projections orthogonales de l'objet et de l'image dans le plan de l'objectif et dans celui de l'oculaire.

Leur quotient $a'b'/ab$, pris en valeur algébrique, est égal à g_y .

De plus, du fait de la similitude des triangles baF'_{ob} et $b'a'F_{oc}$, on peut écrire :

$$g_y = \frac{\overline{a'b'}}{\overline{ab}} = \frac{\overline{aF_{oc}}}{\overline{a'F'_{ob}}} = \frac{-f'_{oc}}{f'_{ob}}$$

soit, comme les deux distances focales images sont positives,

$$|g_y| = \frac{f'_{oc}}{f'_{ob}} = \frac{1}{G}$$

II.3.4. L'application numérique donne : $G = 1/|g_y| = 10/2,5 = 4$

Ce résultat est proche de celui trouvé précédemment (3,8).

La variation relative est : $(4 - 3,8)/3,8 = 5\%$

II.4 Si l'on considère comme oculaire standard celui dont le grossissement commercial est égal à 10, alors sa focale est égale à 25 mm.

(On remarquera qu'elle est de l'ordre de grandeur de la focale de l'œil.)

Une lunette afocale grossissant 20 fois nécessitera dans ce cas l'utilisation d'un objectif de focale $20 \times 25 = 500$ mm ; d'où un encombrement de cette lunette supérieur à 50 cm.

Pour des grossissements plus élevés, la focale de l'oculaire peut être négligée par rapport à celle de l'objectif et c'est donc cette dernière qui donne une idée de l'encombrement de la lunette (longueur du tube).

Les plus grandes lunettes astronomiques utilisées dans les observatoires ont eu leur vogue au tournant des XIX^{ème} et XX^{ème} siècles (entre 10 m et 20 m de focale pour l'objectif, et même plus de 50 m pour une lunette montée à Paris pour l'exposition universelle de 1900 !). On leur préfère aujourd'hui les télescopes à miroir.

(http://fr.wikipedia.org/wiki/Liste_des_plus_grandes_lunettes)

III. Champs transversaux de la lunette

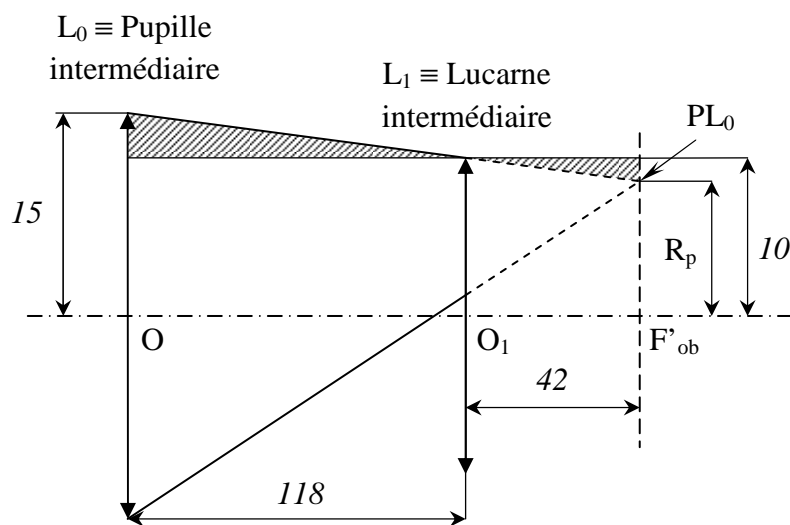
III.1. $\overline{OO_1} = \overline{OF_{ob}} + F'_{ob} F_{oc} + \overline{F_{oc}O_1} = 160 + 0 - 42 = +118 \text{ mm}$

$$\overline{OO_2} = \overline{OO_1} + \overline{O_1O_2} = 118 + 56 = +174 \text{ mm}$$

III.2. Champ de pleine lumière

III.2.1. Dans l'espace de l'image objective (premier espace intermédiaire), la pupille est la lentille L_0 et la lucarne, la lentille L_1 .

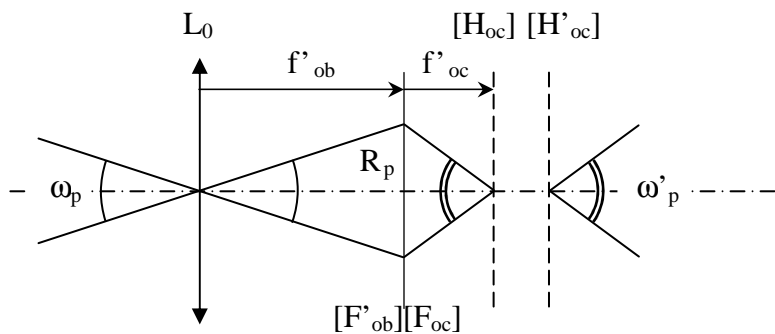
Le faisceau utile à la limite du champ de pleine lumière a pour sommet PL_0 ; il s'appuie sur la pupille L_0 et tangente intérieurement la lucarne L_1 .



Les deux triangles hachurés sont semblables (angles égaux deux à deux). Le rapport des côtés homologues est constant :

$$\frac{10 - R_p}{15 - 10} = \frac{42}{118} \quad \text{d'où, } 10 - R_p = 210/118 \quad R_p = 8,22 \approx 8,2 \text{ mm}$$

III.2.2.



Les champs objet et image de pleine lumière se déduisent aisément du champ de pleine lumière intermédiaire (voir figure ci-dessus).

$$\tan \frac{\omega_p}{2} = \frac{R_p}{f'_{ob}} = \frac{8,2}{160} \quad \rightarrow \quad \omega_p = 5,9^\circ$$

$$\tan \frac{\omega'_p}{2} = \frac{R_p}{f'_{oc}} = \frac{8,2}{42} \quad \rightarrow \quad \omega'_p = 22,1^\circ$$

III.2.3. Voir dernière page

III.2.4. Les lunettes avec objectif à **grande focale** ont un **grossissement élevé** et un **champ objet très petit**. Il est donc difficile de les diriger rapidement vers un objet céleste particulier, surtout quand il est de petite dimension : autant « chercher une aiguille dans une meule de foin » !

La lunette chercheuse qui leur est associée possède un champ beaucoup plus important, et donc un grossissement plus petit, qui permet de faire un premier réglage d'orientation, en centrant l'objet dans leur champ.

Mais pour qu'elle fonctionne correctement, le parallélisme des deux lunettes doit être parfaitement réglé.

III.3. Champ de contour

III.3.1. Le diaphragme D qui supprimerait le champ de contour doit être placé dans le plan d'une image réelle.

Or la lunette donne de l'objet à l'infini deux images à distance finie : la première en $[F'_{ob}]$, confondu avec $[F_{oc}]$, et la seconde en $[F_2]$.

Ici, la première image est virtuelle, car l'oculaire est négatif. Seule la seconde est réelle, car elle est située entre L_1 et L_2 . **C'est donc dans le plan focal objet $[F_2]$ du verre d'œil que l'on placera D.**

III.3.2. Les grandissement entre les plans conjugués (F_{oc} , F_2) est :

$$g_y(F_{oc}, F_2) = \frac{\overline{O_1 F_2}}{\overline{O_1 F_{oc}}} = \frac{\overline{O_1 O_2} + \overline{O_2 F_2}}{\overline{O_1 F_{oc}}} = \frac{56 - 28}{42} = \frac{2}{3}$$

On en déduit $\varnothing D = 2R_p \times (2/3) = 2 \times 8,2 \times 2/3 = 10,93$ soit **$\varnothing D \cong 11 \text{ mm}$**

III.3.3. **Dans le champ de contour, couronne bordée par le champ de pleine lumière et le champ total, la luminance décroît régulièrement, pour s'annuler au bord du champ total.**

Une étoile de faible éclat pourra apparaître dans le champ de pleine lumière, puis disparaître dans le champ de contour. Quant aux objets étendus comme les planètes, les détails situés dans le champ de contour seront plus difficilement distinguables.

C'est pour ces raisons que les fabricants éliminent, dans la mesure du possible, tout ou partie de ce champ de contour.

IV. Traitement anti-réfléchissant des surfaces optiques

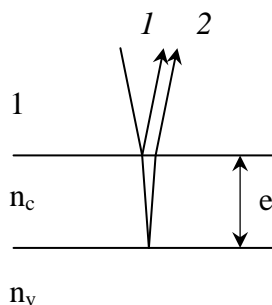
$$\text{IV.1.} \quad R = \left(\frac{1 - 1,52}{1 + 1,52} \right)^2 = 0,0426 \quad T = 1 - R = 1 - 0,0426 = 0,9574$$

$$T' = T^6 = (0,9574)^6 = 0,77$$

IV.2. Pour que le traitement d'un dioptre soit antireflet, les deux vibrations réfléchies doivent être : **en opposition de phase et de même amplitude.**

La première condition s'écrit : $\varphi = (2k + 1)\pi$, où k est un nombre entier.

IV.3.



En incidence normale, la différence de marche entre les rayons 1 et 2 qui interfèrent est égale au chemin optique parcouru par 2, lors de l'aller-retour effectué par ce rayon dans la couche, soit :

$$\delta = 2 \times n_c \times e$$

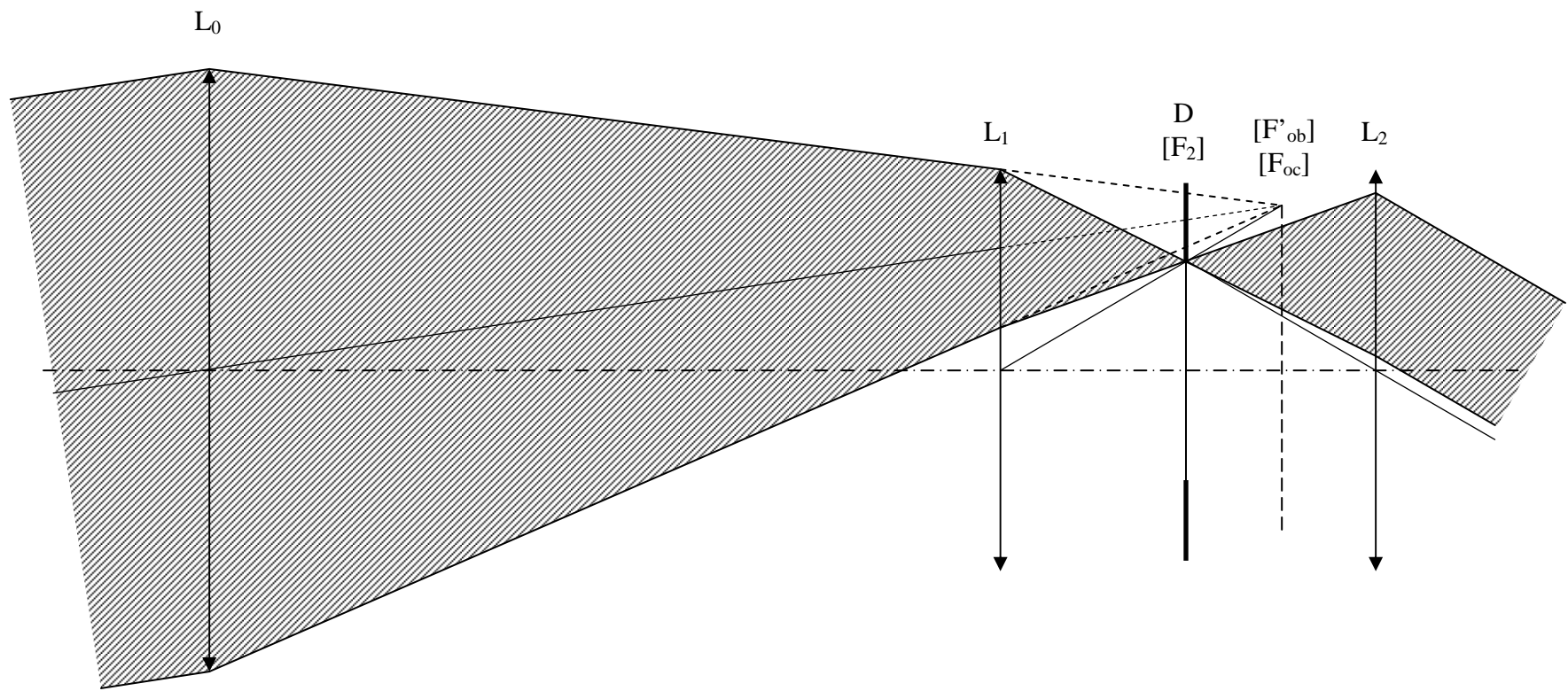
IV.4. Déphasage et différence de marche sont reliés par : $\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$

Comme les vibrations sont en opposition de phase, $\varphi = (2k + 1)\pi$.

$$\text{Il s'ensuit : } \frac{2\pi \times 2n_c e}{\lambda} = (2k + 1)\pi \quad \text{Après simplification, } e = (2k + 1) \frac{\lambda}{4n_c}$$

La plus petite épaisseur est obtenue pour $k = 0$

$$e_{\min} = \frac{\lambda}{4n_c} = \frac{550}{4 \times 1,35} = 101,85 \cong 102 \text{ nm}$$



Marche réelle à travers la lunette du faisceau lumineux issu du bord inférieur du champ objet de pleine lumière