

Corrigé

Optique géométrique



EXERCICE I RAPPELS

1. Définitions

1.1 À la surface de séparation de deux milieux transparents et homogènes d'indices n_1 et n_2 , appelée **dioptre**, une partie de la lumière est réfléchiée et une autre est transmise (on parle de réfraction). On note i , i_r et i_t les angles entre la normale à la surface de séparation et les angles incident, réfléchi et transmis, respectivement (voir FIG. 1.1). Ces phénomènes sont régis par les lois de *Snell-Descartes* :

- Les rayons réfléchi et réfracté appartiennent au *plan d'incidence*, le plan défini par le rayon incident et la normale au dioptre au point d'incidence ;
- $i = -i_r$;
- $n_1 \sin i = n_2 \sin i_t$.

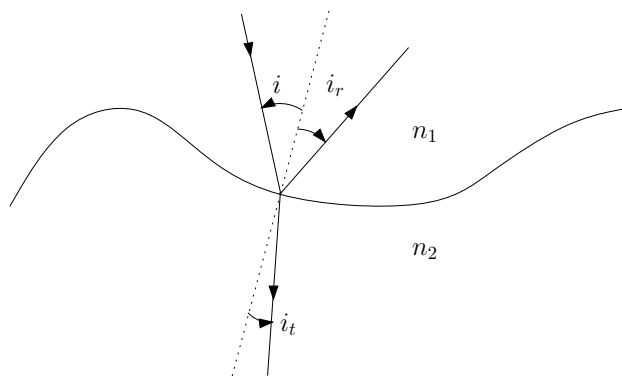


FIGURE 1.1 – Lois de Snell-Descartes

1.2 **Stigmatisme rigoureux** On considère un dispositif optique Σ et un couple de points A et A' (voir FIG. 1.2). Le dispositif Σ est dit *rigoureusement* (ou parfaitement) *stigmatique* pour le couple de points A , A' si tous les rayons issus de A ,

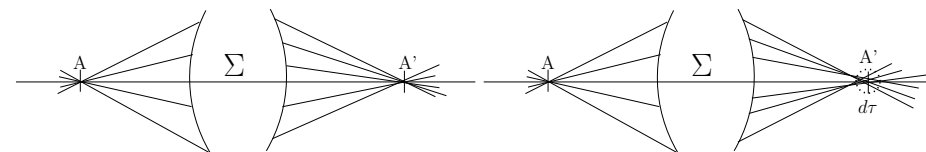


FIGURE 1.2 – Système optique rigoureusement stigmatique. Système optique approximativement stigmatique.

interceptés par Σ et émergents de Σ , s'interceptent au point A' en sortie du dispositif.

Les systèmes parfaitement stigmatiques sont rares (miroirs plans pour tout point de l'espace, miroir parabolique pour son foyer et l'infini...).

Stigmatisme approché Dans la plupart des cas, les rayons ne se recoupent pas exactement en un point, mais définissent un petit élément de volume autour de A' . Si cet élément de volume reste suffisamment petit, on parle de *stigmatisme approché* : si la tache qui en résulte est plus petite que la taille du détecteur élémentaire (grain photographique, bâtonnet de l'œil...), l'image paraît nette.

1.3 Un dispositif optique fait d'un objet à distance finie ou infinie une image à distance finie ou infinie. L'«efficacité» du dispositif optique peut alors être caractérisée par le rapport entre la «taille» de l'image et la «taille» de l'objet. Pour un objet à distance finie, la taille de l'objet est simplement donnée par... sa taille !, i.e. une *longueur* d . Pour un objet à l'infini, en revanche, on utilise l'angle α sous lequel on voit l'objet depuis le centre du dispositif optique.

Un dispositif optique faisant d'un objet à l'infini une image à l'infini est caractérisé par son *grossissement* G , défini comme le rapport des angles

$$G = \frac{\alpha'}{\alpha}.$$

C'est le cas, par exemple, d'une lunette astronomique.

Un dispositif optique faisant d'un objet à distance finie une image à distance finie est caractérisé par son *grandissement* γ , défini comme le rapport des tailles

$$\gamma = \frac{d'}{d}.$$

C'est le cas, par exemple, d'un appareil photo.

Remarque On distingue parfois le grandissement transverse (rapport des tailles perpendiculaires à l'axe optique) du grandissement longitudinal (rapport des tailles parallèles à l'axe optique) ou encore du grandissement pupillaire (rapport du diamètre de la pupille de sortie sur le diamètre de la pupille d'entrée). Sans précision, on appelle grandissement le grandissement transverse.

Pour pousser le vice, on parle parfois de grandissement angulaire au lieu de grossissement.

Pour un dispositif optique faisant d'un objet à distance finie une image à l'infini, on ne peut pas utiliser simplement un rapport du type α/d : on ne compare pas des angles à des longueurs ! On utilise dans ce cas le *grossissement commercial* G_c , défini comme le rapport

$$G_c = \frac{\alpha'}{\alpha_c},$$

où α_c est l'angle sous lequel est vu l'objet de taille d au *punctum proximum*, i.e. au point le plus proche de l'œil sur lequel il peut encore accommoder. Pour un œil « normal » le *punctum proximum* est à environ $d_m = 25$ cm et

$$\alpha_c = \frac{d}{d_m}.$$

Autrement dit, α_c est l'angle le plus grand sous lequel on peut voir l'objet à l'œil nu.

1.4 Conditions de Gauss On ne considère ici que des systèmes optiques dits *centrés*, i.e. présentant une symétrie de révolution autour d'un axe. Tous les éléments du montage optique doivent posséder le même axe de symétrie, appelé *axe optique*.

Les conditions de Gauss sont vérifiées lorsque les rayons sont peu inclinés sur l'axe optique et que l'écart à l'axe optique est faible par rapport aux distances longitudinales caractéristiques (distances focales ou autres).

Utilisés dans ces conditions, tous les dispositifs optiques usuels (lentilles minces, miroirs ou dioptries sphériques...) réalisent le stigmatisme approché. Une lentille utilisée dans les conditions de Gauss est un système stigmatique (stigmatisme approché). Cette propriété est essentielle pour la formation des images.

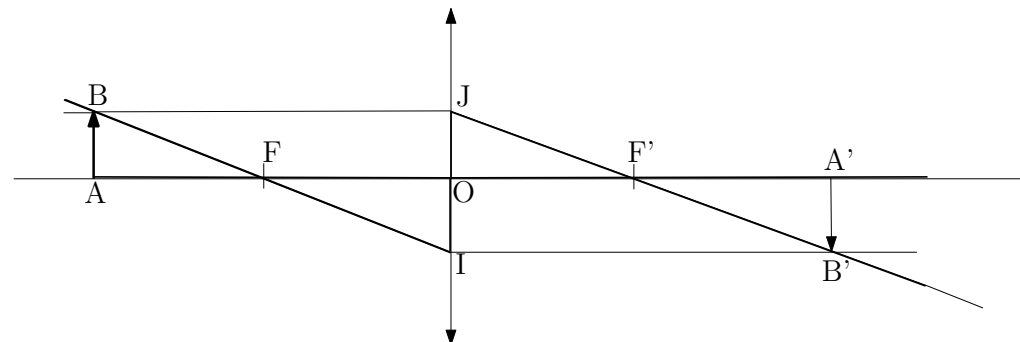


FIGURE 1.3 – Lentille mince.

2. Lentille mince

2.1 Relations de conjugaison Soit une lentille **mince** \mathcal{L} de centre optique O , de foyer image F' et de foyer objet F . On note f et f' les distances focales objet et image, respectivement : $f' = \overline{OF'}$ et $-f = \overline{OF}$. On a $f' > 0$ pour une lentille convergente, et $f' < 0$ pour une lentille divergente. Pour A' , image de A par \mathcal{L} , la relation de conjugaison s'écrit

$$\boxed{\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{f'}}. \quad (I.1)$$

2.2 Relations de Newton On applique le théorème de Thalès dans les triangles ABF et FOI ,

$$\frac{\overline{FA}}{\overline{FO}} = \frac{\overline{AB}}{\overline{OI}} = \frac{\overline{AB}}{\overline{A'B'}}$$

ainsi que dans les triangles $A'B'F'$ et $F'OJ$

$$\frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'O}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{OJ}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}.$$

En combinant les deux expressions précédentes, on obtient

$$\frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'O}} = \frac{\overline{FO}}{\overline{FA}} \rightarrow \overline{F'A'} \cdot \overline{FA} = \underbrace{\overline{F'O}}_{-f'} \cdot \underbrace{\overline{FO}}_{-f=f'}.$$

D'où les relations de Newton :

$$\boxed{\overline{F'A'} \cdot \overline{FA} = ff' = -f'^2}. \quad (I.2)$$

2.3 Le grandissement transverse de la lentille est donné par $\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{FO}}{\overline{FA}}$. Donc

$$\boxed{\gamma = -\frac{f}{\overline{FA}} = -\frac{\overline{F'A'}}{f'}}.$$

On constate ici directement la règle simple : le grandissement de la lentille est d'autant plus grand, en valeur absolue, que l'objet est proche de la lentille. Évidemment, il ne faut pas pour autant que l'objet soit plus proche de la lentille que le plan focal objet, *i.e.* que A dépasse F . Quand $A = F$, le grandissement diverge.

2.4 La distance objet-image $\overline{AA'}$ s'écrit

$$\overline{AA'} = \overline{AF} + \overline{FF'} + \overline{F'A'} = \overline{AF} + 2f' + \frac{f'^2}{\overline{AF}}.$$

Les positions de A qui extrêmisent $\overline{AA'}$, à f' fixé, vérifient donc

$$1 - \frac{f'^2}{\overline{AF}^2} = 0, \quad \text{soit} \quad \overline{AF} = \pm f'.$$

Ces deux positions correspondent à des minima de AA' :

- $\overline{AF} = -f'$ correspond à $A = A' = O$: la distance objet-image est nulle, mais cette configuration a peu d'intérêt...
- $\overline{AF} = f'$ correspond à la configuration dite « $4f$ » : $\overline{AA'} = 4f'$. C'est la distance minimum entre A et A' , quand A et A' sont tous deux réels.

Dans la configuration « $4f$ », en utilisant le résultat de la partie précédente, le grandissement est $\gamma = -1$. Pour augmenter (diminuer) $|\gamma|$, il faut diminuer (augmenter) FA , *i.e.* rapprocher (éloigner) la lentille de l'objet.

2.5 On fixe maintenant la position de l'objet et de l'écran et l'on cherche où placer une lentille de focale f pour que l'image de l'objet par la lentille soit nette sur l'écran.

On note D la distance objet – écran. D'après le résultat de la question précédente, il n'y aura de positions possibles pour la lentille que si

$$\boxed{f' \leq D/4}.$$

Pour trouver la position de la lentille, on remplace dans l'équation (I.1) \overline{OA} par $\overline{OA'} + \overline{A'A} = \overline{OA'} - D$ et on obtient simplement

$$\overline{OA'}^2 - D\overline{OA'} + f'D = 0,$$

qui n'a bien de solution que si $f' \leq D/4$. On a alors

$$\overline{OA'} = \frac{D \pm \sqrt{D(D-4f')}}{2}.$$

Les deux positions possibles sont symétriques l'une de l'autre par rapport au milieu du segment objet-écran, et sont confondues si $D = 4f'$. Elles correspondent, en outre, à des grandissements inverses.

3. Principe du microscope

3.1 L'œil n'accomode pas si l'image est à l'infini. Il faut donc que l'image intermédiaire soit dans le plan focal de l'oculaire. L'idée du microscope est d'obtenir une image agrandie que l'on observe ensuite à la loupe (oculaire).

3.2 Puisque le microscope forme d'un objet à distance finie une image à l'infini, on cherche à calculer le grossissement commercial G_c de ce dispositif optique. On note Δ l'intervalle optique, défini comme la distance entre F'_1 et $A_1 \equiv F_2$ (voire figure 1.4). Le grandissement γ_{ob} de la lentille L_1 est défini par

$$\gamma_{\text{ob}} = \frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{AB}}.$$

D'après nos résultats précédents, on peut par ailleurs écrire

$$\gamma_{\text{ob}} = \frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{F'_1A_1}}{\overline{F'_1O_1}} = -\frac{\Delta}{f'_1}.$$

L'angle θ sous lequel est vue l'image dans l'oculaire du microscope est alors

$$\theta = \frac{\overline{A_1B_1}}{f_2} = \frac{\Delta}{f'_1 f_2} \overline{AB}.$$

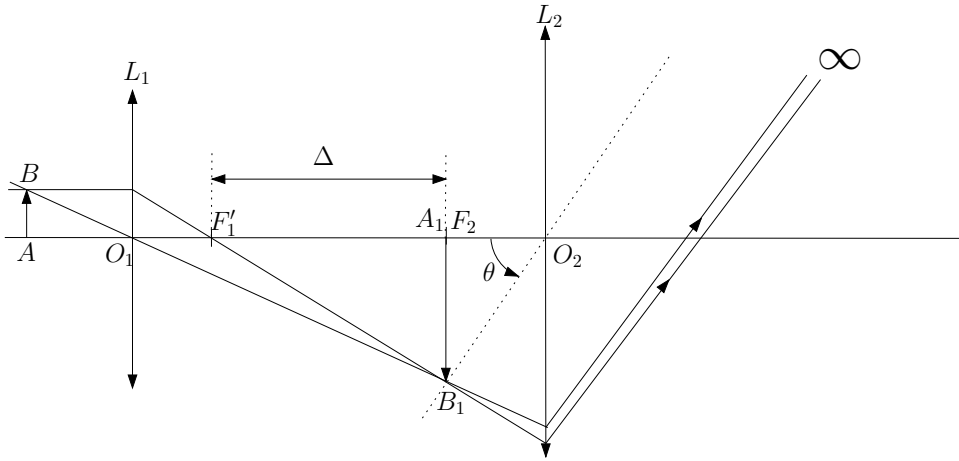


FIGURE 1.4 – Modélisation d'un microscope par deux lentilles minces.

Soit α_c l'angle sous lequel l'œil voit AB à $d_m = 25$ cm (*punctum proximum*).
Par définition

$$G_c = \frac{\theta}{\alpha_c}.$$

Comme $\alpha_c = \frac{\overline{AB}}{d_m}$, on obtient finalement

$$G_c = \frac{\Delta d_m}{f_1' f_2'}.$$

Enfin, puisque le grossissement commercial $G_{c,oc}$ de l'oculaire est donné par

$$G_{c,oc} = \frac{d_m}{f_2'},$$

on peut écrire

$$G_c = \gamma_{ob} \times G_{c,oc}.$$

Le grossissement commercial du microscope est le produit du grandissement de l'objectif et du grossissement commercial de l'oculaire.

3.3 Si l'on place un objet de taille \overline{AB} dans le plan principal objet du microscope, son image $A'B'$ est dans le plan principal image et le grandissement est $\gamma = +1$.

$$1 = \gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{A_1B_1}} \frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{AB}},$$

où A_1B_1 est l'image intermédiaire de AB . Ces deux fractions correspondent aux grandissements des deux lentilles. En utilisant les résultats précédents, on a donc

$$1 = -\frac{\overline{F_1'A_1}}{f_1'} \frac{f_2'}{\overline{F_2'A_1}}, \text{ soit}$$

$$\overline{F_2'A_1} = -\Delta + \overline{F_1'A_1} = -\frac{f_2'}{f_1'} \overline{F_1'A_1} \text{ et}$$

$$\overline{F_1'A_1} = \frac{\Delta}{1 + \frac{f_2'}{f_1'}}.$$

En utilisant les relations de Newton, on obtient finalement

$$\overline{AF_1} = \frac{f_1 f_2 + f_1^2}{\Delta}.$$

Par symétrie, on peut écrire directement

$$\overline{F_2'A'} = \frac{f_1 f_2 + f_2^2}{\Delta}.$$

Géométriquement (voir figure 1.5), on trouve la position du plan principal image en traçant la trajectoire d'un rayon lumineux parallèle à l'axe optique en entrée du dispositif. L'intersection du rayon émergent avec le prolongement virtuel du rayon incident repère le lieu du plan principal image. On procède de façon symétrique pour trouver le plan principal objet.

Les points d'intersection des plans principaux objet et image avec l'axe optique sont en général notés H et H' , respectivement. La distance HH' entre les plans principaux est appelée *interstice*. Ici, on peut calculer la valeur de l'interstice :

$$\begin{aligned} \overline{HH'} &= \overline{AF_1} + \overline{F_1F_1'} + \overline{F_1'F_2} + \overline{F_2F_2'} + \overline{F_2'A'} \\ &= \frac{f_1 f_2 + f_1^2}{\Delta} + 2f_1' + \Delta + 2f_2' + \frac{f_1 f_2 + f_2^2}{\Delta} \\ &= \frac{(f_1' + f_2')^2}{\Delta} + 2(f_1' + f_2') + \Delta. \end{aligned}$$

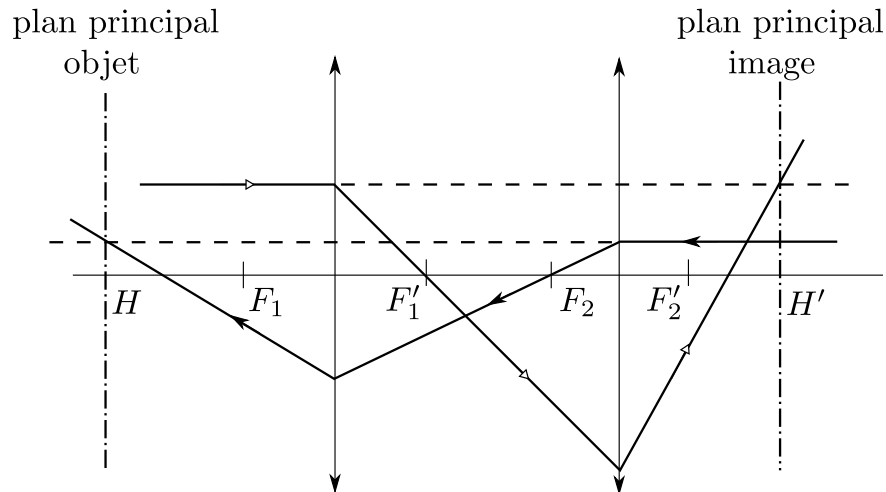


FIGURE 1.5 – Construction des plans principaux du microscope

3.4 On souhaite ici montrer que les points A_1 et A_2 , intersections de l'axe optique avec les plans principaux objet et image, respectivement, sont aussi les points nodaux du système. Cela revient à montrer que les angles α_1 et α_2 (voir figure 1.6) sont égaux.

Le théorème de Thalès dans le triangle F'_1CI et $F'_1O_1B_1$ nous permet d'écrire

$$\frac{\overline{F'_1C}}{-f'_1} = \frac{\overline{CI}}{\overline{O_1B_1}}.$$

De même

$$\frac{\overline{F_2C}}{f'_2} = \frac{\overline{CI}}{\overline{O_2B_2}}.$$

Puisque A_1 et A_2 sont dans les plans principaux, on a en outre $\overline{O_2B_2} = \overline{O_1B_1}$. On en déduit que

$$\frac{\overline{CF_2}}{\overline{F'_1C}} = \frac{f_2}{f_1}, \quad \text{et donc} \quad \frac{\overline{CO_2}}{\overline{O_1C}} = \frac{\overline{CF_2} + f'_2}{f'_1 + \overline{F'_1C}} = \frac{f_2}{f_1}.$$

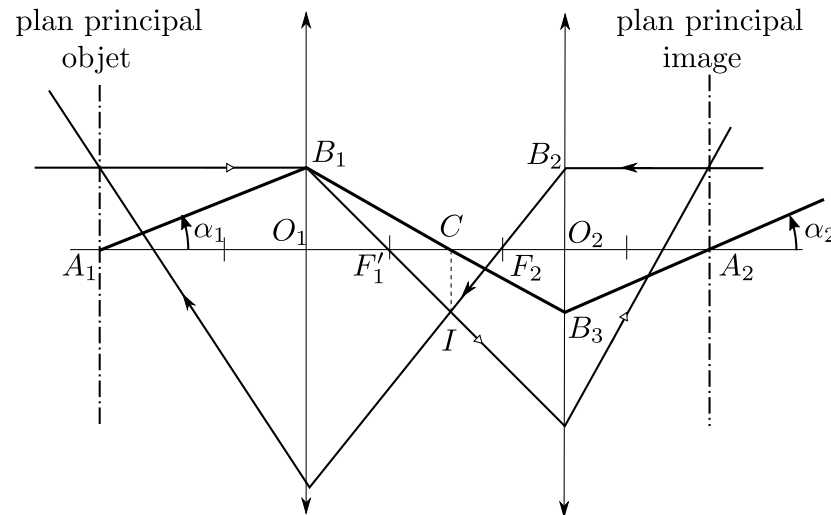


FIGURE 1.6 – Points nodaux du microscope

Le théorème de Thalès dans les triangles CO_1B_1 et CO_2B_3 permet enfin d'écrire

$$\frac{\overline{O_2B_3}}{\overline{O_1B_1}} = \frac{\overline{CO_2}}{\overline{CO_1}} = -\frac{f_2}{f_1}.$$

En utilisant les résultats de la question précédente, on a par ailleurs

$$\overline{A_1O_1} = \overline{A_1F_1} + f'_1 = f'_1 \frac{f'_1 + f'_2 + \Delta}{\Delta},$$

$$\overline{O_2A_2} = \overline{F'_2A_2} + f'_2 = f'_2 \frac{f'_1 + f'_2 + \Delta}{\Delta},$$

dont on déduit que

$$\frac{\overline{O_2B_3}}{\overline{O_1B_1}} = \frac{\overline{O_2A_2}}{\overline{O_1A_1}} = -\frac{f_2}{f_1}.$$

On a donc finalement $\tan \alpha_2 = \tan \alpha_1$ soit $\alpha_2 = \alpha_1$, ce qu'il fallait démontrer.

Remarque On note en général N et N' les points nodaux objet et image, respectivement. Ici, les points nodaux et les plans principaux sont confondus : $H = N$ et

$H' = N'$. C'est en fait toujours le cas quand les milieux en entrée et en sortie du dispositif optique ont *le même indice optique*.

De façon générale, on montrera page 7 qu'on a toujours $\overline{HN} = \overline{H'N'} = f + f'$ et que $f' = -f$ quand les indices optiques des milieux en entrée et en sortie sont égaux.

Éléments cardinaux Pour un instrument d'optique centré, on définit :

- le foyer image F' comme l'image d'un objet à l'infini sur l'axe optique,
- le foyer objet F comme l'objet dont l'image est située à l'infini sur l'axe optique,
- les points H et H' comme les points d'intersection des plans principaux objet et image, respectivement,
- les points nodaux N et N' définis plus haut.

On définit également les plans anti-principaux comme les plans conjugués pour lesquels le grandissement vaut -1 . Le plan anti-principal objet (image) est le symétrique du plan principal objet (image) par rapport au foyer objet (image).

De façon similaire, on définit les points anti-nodaux comme les points pour lesquels le grossissement vaut -1 . Le point anti-nodal objet (image) est le symétrique du point nodal objet (image) par rapport au foyer objet (image).

Les foyers, plans (anti-)principaux et points (anti-)nodaux sont appelés *éléments cardinaux* du dispositif optique. La donnée de deux paires d'éléments cardinaux *distincts* suffit à construire la trajectoire de tout rayon lumineux à travers le dispositif optique. Il peut s'agir par exemple

- des points focaux F et F' et des plans principaux (cf FIG. 1.7),
- des points focaux F et F' et des points nodaux (cf FIG. 1.8),
- des plans principaux, des points nodaux et d'un des deux points focaux, par exemple le point focal objet (cf FIG. 1.9).

Dans ce dernier cas, puisque $\overline{HN} = \overline{H'N'}$, une fois H, H' et N fixés, la donnée du point nodal image N' n'apporte pas d'information nouvelle. Il faut donc un élément cardinal supplémentaire pour pouvoir tracer la trajectoire des rayons.

On définit également les distances focales objet $f = \overline{HF}$ et image $f' = \overline{H'F'}$. De même que pour la lentille mince, le dispositif est convergent (divergent) si

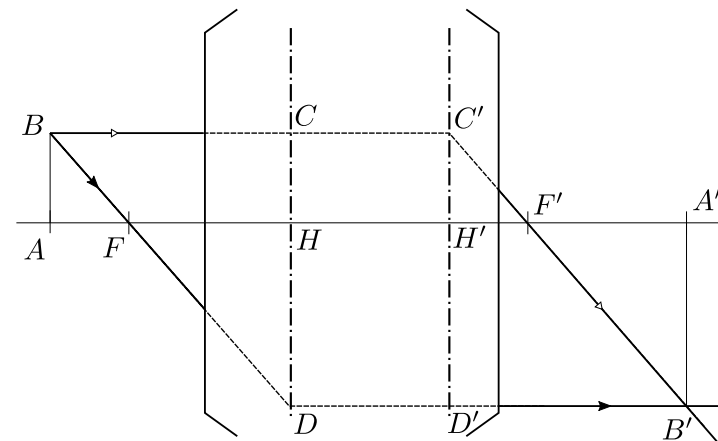


FIGURE 1.7 – Construction des trajectoires de rayons lumineux à l'aide des foyers et des plans principaux.

$f' > 0$ ($f' < 0$). En notant n et n' les indices optiques des milieux objet et image, respectivement, on a par ailleurs

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}, \quad (\text{I.3})$$

qu'on démontrera plus tard (voir page 12).

Relations de conjugaison La donnée des plans principaux permet en général de récrire les relations de conjugaison obtenues pour la lentille mince de façon beaucoup plus générale. Il est par exemple assez simple de reprendre la démonstration des formules de Newton.

On considère, figure 1.7, un objet AB dont on fait l'image par un instrument d'optique pour lesquels les foyers F et F' ainsi que les plans principaux sont connus. Si l'on trace par exemple le rayon issu de B parallèle à l'axe optique, on sait que ce rayon doit passer en sortie du dispositif par le foyer image F' . Par ailleurs, ce rayon est aussi issu de C , point contenu dans le plan principal objet. Son image, C' , est donc contenue dans le plan principal image, à égale distance de l'axe optique. Le rayon émergent est ainsi le rayon passant par C' et F' . On construit de la même façon le rayon issu de B passant par F .

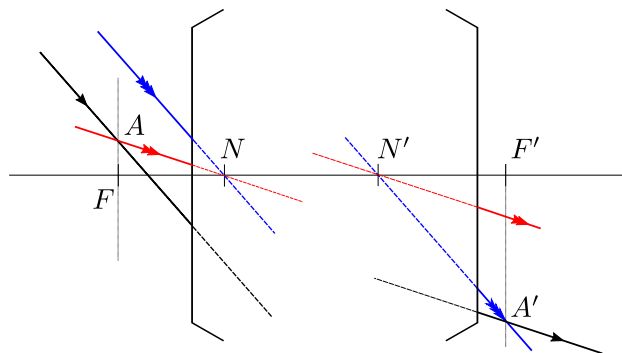


FIGURE 1.8 – Construction de la trajectoire d'un rayon lumineux à l'aide des foyers F , F' et des points nodaux N , N' . On note A le point d'intersection du rayon considéré (simple flèche, noir) et du plan focal. Son image est à l'infini, donc tous les rayons passant par A sont parallèles entre eux en sortie de l'instrument. Le rayon rouge (double flèche) qui passe par A et N passe nécessairement par N' , image de N , avec la même inclinaison qu'en entrée, par propriété des points nodaux. On en déduit l'inclinaison du rayon émergent noir. Inversement, tous les rayons parallèles au rayon incident se croisent en un point A' du plan focal image. Pour trouver A' , on trace le rayon parallèle au rayon incident qui passe par N (triple flèche, bleu). La donnée de A' et de l'inclinaison permet de tracer le rayon noir en sortie du dispositif.

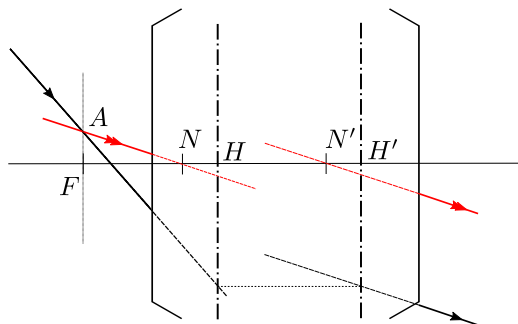


FIGURE 1.9 – Construction de la trajectoire d'un rayon lumineux à l'aide des plans principaux, des points nodaux N , N' et du foyer objet F . La construction du rayon rouge (double flèche, voir FIG. 1.8) donne l'inclinaison du rayon émergent. Par propriété des plans principaux, on sait par ailleurs en quel point ce rayon intercepte le plan principal image. On peut donc le tracer.

On peut alors suivre la même démonstration des relations de Newton que précédemment. Le théorème de Thalès dans les triangles ABF et FHD puis dans les triangles $A'B'F'$ et $F'HC'$ permet d'écrire

$$\frac{\overline{AB}}{\overline{HD}} = \frac{\overline{FA}}{\overline{FH}} = -\frac{\overline{FA}}{f} \quad \text{et} \quad \frac{\overline{A'B'}}{\overline{H'C'}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'H'}} = -\frac{\overline{F'A'}}{f'}$$

Comme, par ailleurs, $\overline{H'C'} = \overline{AB}$ et $\overline{HD} = \overline{A'B'}$, on peut écrire

$$\boxed{\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = -\frac{\overline{F'A'}}{f'} = -\frac{f}{\overline{FA}} \quad \text{et} \quad \overline{FA} \cdot \overline{F'A'} = f f'} \quad (\text{I.4})$$

On retrouve exactement les mêmes expressions que pour la lentille mince. On peut de la même façon retrouver la relation de conjugaison aux plans principaux

$$\boxed{\frac{f}{\overline{HA}} + \frac{f'}{\overline{H'A'}} = 1} \quad (\text{I.5})$$

Relations entre éléments cardinaux Il existe des relations simples entre les différents éléments cardinaux. Sur la figure 1.10, on trace la trajectoire d'un rayon issu d'un point A et faisant un angle α avec l'axe optique. Ce rayon intercepte le plan principal objet en B , son image par le dispositif optique intercepte donc le plan principal image en B' et l'axe optique en A' , image de A par le dispositif. On montre alors facilement que le grossissement au point A est

$$G_A = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{\overline{HA}}{\overline{H'A'}}$$

Pour les points nodaux N et N' , on sait par ailleurs que $G_N = 1$. Il en découle que

$$\overline{HN} = \overline{H'N'} \quad \text{ou encore} \quad \boxed{\overline{HH'} = \overline{NN'}} \quad (\text{I.6})$$

L'*interstice* du dispositif est donc défini indifféremment comme la distance entre les plans principaux ou entre les points nodaux.

Par ailleurs, par le même type de construction géométrique (voir figure 1.11), il est assez aisé de montrer que

$$\boxed{\overline{HN} = \overline{H'N'} = f + f'}$$

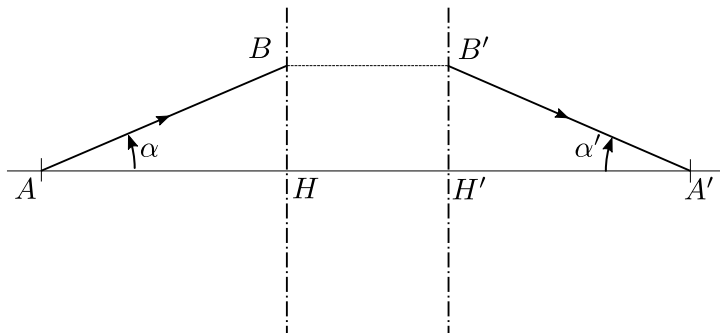


FIGURE 1.10 – Relation entre grossissement et écart aux plans principaux

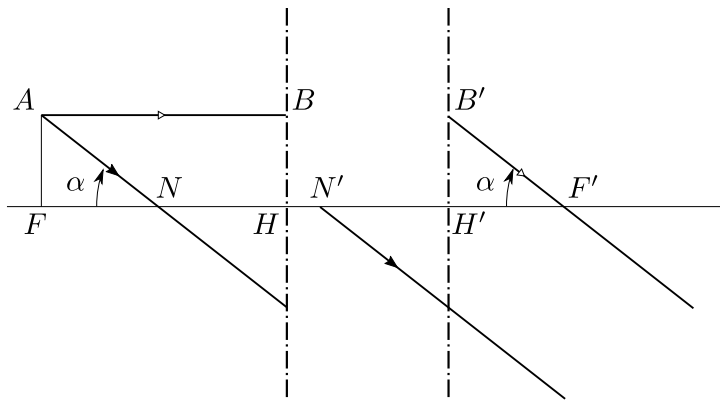


FIGURE 1.11 – Relation entre les éléments cardinaux du dispositif

Il suffit en effet de constater que $\overline{FN} = \overline{H'F'} = f'$ d'après le dessin et que $\overline{FN} = \overline{FH} + \overline{HN} = \overline{HN} - f$.

On retrouve alors le fait que, si les indices des milieux objet et image sont égaux ($n = n'$), alors $f = -f'$ et $\overline{HN} = \overline{H'N'} = 0$. Les points nodaux sont confondus avec les plans principaux.

3.5 Dans le cas de la lentille mince, les plans principaux et les points nodaux sont tous confondus avec la lentille : $H = H' = N = N' = O$. Puisque les plans anti-principaux ($\gamma = -1$) sont les symétriques des plans principaux par rapport aux foyers, situés à distance focale de la lentille, on retrouve bien le fait que le

grandissement vaut -1 pour un objet situé à $2f'$ de la lentille : il s'agit du montage « $4f$ » rencontré plus tôt. On trouve par la même occasion que, dans le montage « $4f$ », le grossissement sur l'axe optique est -1 .

4. Profondeur de champ

4.1 Par définition, le nombre d'ouverture n est défini par

$$n = \frac{f'}{D}$$

La profondeur de champ est la distance qui sépare deux points extrêmes de l'axe optique dont les images sont vues avec une netteté suffisante sur le détecteur (pellicule, œil, CCD...).

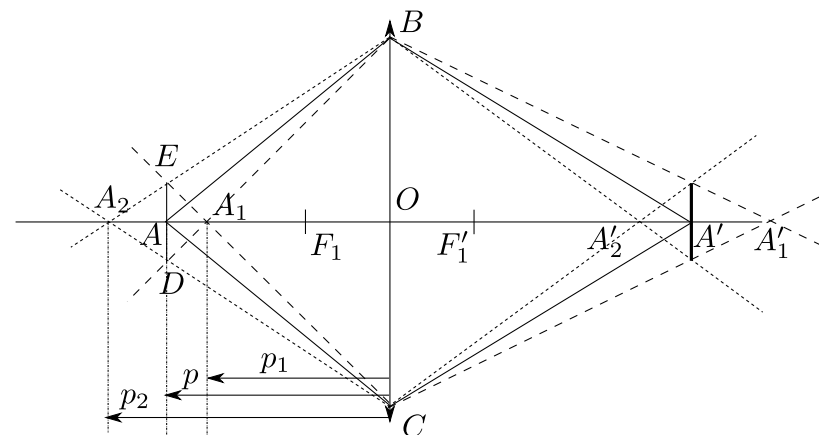


FIGURE 1.12 – Profondeur de champ.

4.2 On considère le point A dont on veut faire l'image, ainsi que A_1 et A_2 les deux points objets extrêmes, situés sur l'axe optique, dont les images s'étalent sur une tache de taille inférieure à a dans le plan de A' . Soit γ le grandissement de l'appareil photo. On note p , p_1 et p_2 les distances \overline{OA} , $\overline{OA_1}$ et $\overline{OA_2}$, respectivement. On a

$$\gamma = \frac{f'}{F_1A} = \frac{f'}{p - f'} \approx \frac{f'}{p} \text{ si } p \gg f',$$

approximation vérifiée en général pour un appareil photo : contrairement au microscope, il fait l'image d'un objet *éloigné*. On applique le théorème de Thalès dans les triangles A_2AE et A_2OB puis dans les triangles A_1AE et A_1OC . On obtient alors les relations suivantes

$$\frac{p_2 - p}{EA} = \frac{p_2}{D/2} \quad \text{et} \quad \frac{p - p_1}{EA} = \frac{p_1}{D/2},$$

d'où

$$\frac{p_2 - p}{p_2} = \frac{p - p_1}{p_1} = \frac{2EA}{D}.$$

Or $a = \gamma \cdot ED = 2\gamma EA$, donc

$$\frac{p_2 - p}{p_2} = \frac{p - p_1}{p_1} = \frac{a}{\gamma D} = \frac{an}{\gamma f'},$$

où n est le nombre d'ouverture.

On pose $u = \frac{a}{\gamma f'}$, et on obtient

$$\frac{p_2 - p}{p_2} = \frac{p - p_1}{p_1} = nu, \quad \text{soit} \quad \begin{cases} p_1 = \frac{p}{1+nu}, \\ p_2 = \frac{p}{1-nu}. \end{cases}$$

La profondeur de champ $\delta = p_2 - p_1$ est alors donnée par

$$\delta = \frac{2pun}{1 - u^2n^2} = \frac{2p}{\frac{1}{nu} - nu}.$$

Remarques On constate que la profondeur de champ diverge quand $nu \rightarrow 1$. En fait, quand $nu = 1$, le point A'_2 est confondu avec le point focal image F'_1 , le point A_2 est donc à l'infini. Si l'on continue de faire croître nu , alors le point A_2 devient virtuel et donc δ , tel que calculé, est négatif. Toutefois, tous les points de l'axe optique, situés au-delà du point A_1 , apparaissent nets sur l'écran.

On peut noter que, dans cette situation, l'objectif (de taille D) est plus petit que l'objet dont l'image par la lentille est un pixel (de taille a/γ). Seuls les objets significativement plus grands que l'objectif ont une image qui occupe plusieurs pixels. C'est une situation qui peut se rapprocher de l'appareil photo d'un téléphone portable, pour lequel aucune mise au point n'est pour ainsi dire nécessaire.

On voit par ailleurs que la relation entre profondeur de champ et nombre d'ouverture n'est pas «simple» en général, en particulier δ n'est pas proportionnel à n .

En revanche, comme $1/(nu) - nu = \gamma D/a - a/\gamma D$ est une fonction croissante de D , la profondeur de champ δ décroît bien quand l'ouverture de l'objectif D augmente, ou encore quand le nombre d'ouverture n diminue.

Dans la limite des grandes ouvertures, $\delta \approx 2ap/\gamma D \propto 1/D \propto n$.

EXERCICE II STIGMATISME ET APLANÉTISME

1. Lois de Snell-Descarts

1.1 *Principe de Fermat* Entre deux points A et B atteints par la lumière, le chemin optique le long du trajet suivi par la lumière est *stationnaire*.

1.2 On considère le dioptre sphérique dessiné FIG. 2.1, et le rayon lumineux qui relie les points A_1 et A_2 . D'après le principe de Fermat, puisque le trajet suivi par la lumière est le chemin A_1IA_2 , son chemin optique est stationnaire. Si on le modifie en déplacement de façon infinitésimale le point I du dioptre vers le point I' du dioptre, infiniment proche de I , alors le chemin optique ne varie pas, au premier ordre en $dI = II'$. En notant $L_I(A_1A_2)$ le chemin optique correspondant au trajet qui relie A_1 et A_2 en passant par le point I , on peut écrire

$$dL_I(A_1A_2) = L_{I'}(A_1A_2) - L_I(A_1A_2) = 0.$$

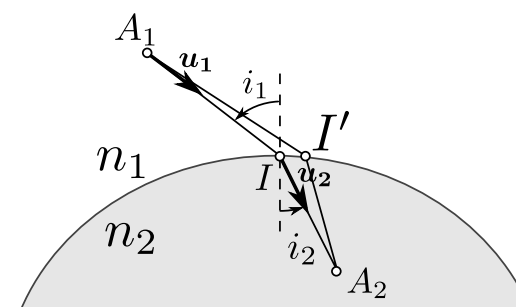


FIGURE 2.1 – Lois de Snell-Descarts par le principe de Fermat

1.3 De façon générale, si l'on considère un segment $[AB]$, de vecteur directeur unitaire \mathbf{u} , sa variation de longueur engendrée par un déplacement du point B du vecteur

$d\mathbf{B}$ et un déplacement du point A du vecteur $d\mathbf{A}$ est donnée par

$$dAB = d(\mathbf{u} \cdot \mathbf{AB}) = \mathbf{u} \cdot d\mathbf{AB} + \mathbf{AB} \cdot d\mathbf{u} = \mathbf{u} \cdot (d\mathbf{B} - d\mathbf{A}) + AB \mathbf{u} \cdot d\mathbf{u}.$$

Or, $\mathbf{u}^2 = 1$, donc $d\mathbf{u}^2 = 0$. Comme $\mathbf{u} \cdot d\mathbf{u} = d\mathbf{u}^2/2$, on en déduit que

$$dAB = \mathbf{u} \cdot (d\mathbf{B} - d\mathbf{A}). \quad (\text{II.1})$$

Dans le cas présent, on utilise la relation précédente pour calculer $dL_I(A_1A_2)$:

$$dL_I(A_1A_2) = L_I'(A_1A_2) - L_I(A_1A_2) = n_1 \mathbf{u}_1 \cdot d\mathbf{I} - n_2 \mathbf{u}_2 \cdot d\mathbf{I},$$

dont on déduit que

$$(n_1 \mathbf{u}_1 - n_2 \mathbf{u}_2) \cdot d\mathbf{I} = 0.$$

Comme $d\mathbf{I}$ est tangent au dioptre au point I , en notant \mathbf{N} le vecteur normal au dioptre en I , on déduit de la relation précédente que

$$\boxed{n_1 \mathbf{u}_1 - n_2 \mathbf{u}_2 = a\mathbf{N}}, \quad (\text{II.2})$$

où a est un scalaire.

1.4 L'équation (II.2) est l'expression vectorielle des lois de Snell-Descartes. En effet, elle permet de constater immédiatement que le rayon réfracté de direction \mathbf{u}_2 est dans le plan formé par les vecteur \mathbf{u}_1 et \mathbf{N} , *i.e.* le plan d'incidence.

Par ailleurs, en prenant le produit vectoriel de cette équation par le vecteur \mathbf{N} , on trouve immédiatement que

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2.$$

2. Stigmatisme et aplanétisme

2.1 On suppose que le dispositif Σ est rigoureusement stigmatique pour les points A_o et A_i . Ainsi, tous les rayons émergents de A_o sortent du dispositif en se croisant au point A_i . D'après le principe de Fermat, tous les chemins $A_o I J A_i$ sont donc stationnaires, puisqu'ils correspondent à un trajet que suit effectivement la lumière.

Considérons le point \tilde{I} de la face d'entrée de Σ , infiniment proche de I . Le rayon émergent correspondant au rayon incident $A\tilde{I}$ sort de Σ au point \tilde{J} infiniment proche de J et passe par A_i , exactement, car Σ est rigoureusement stigmatique.

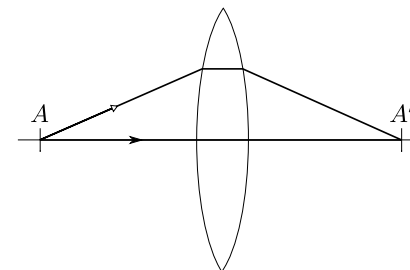


FIGURE 2.2 – Conjugaison de deux points par un dispositif optique

Puisque le chemin $A_o \tilde{I} J A_i$ est obtenu par un déplacement infinitésimal de I et J , et que le chemin $A_o I J A_i$ est stationnaire, les chemins $A_o I J A_i$ et $A_o \tilde{I} J A_i$ sont égaux. Or, le chemin $A_o \tilde{I} J A_i$ est, par construction, lui aussi un chemin stationnaire. On peut donc opérer de la même façon en considérant un point \tilde{I}_2 infiniment proche de \tilde{I} . On comprend alors que l'on peut transformer le chemin $A_o I J A_i$ en le chemin $A_o I' J' A_i$ par une succession de déplacements infinitésimaux des points d'entrée et sortie sans jamais changer la valeur du chemin optique et ayant, à toute étape, un chemin stationnaire. Dans le cas présent, on en déduit que les trajets $A_o I J A_i$ et $A_o I' J' A_i$ ont même chemin optique. Autrement dit, le chemin optique $L_I(A_o A_i)$ ne dépend pas du choix de I .

Il faut noter que si Σ n'avait pas été rigoureusement stigmatique, le chemin $A_o \tilde{I} J A_i$ n'aurait pas été lui-même stationnaire et nous n'aurions pas pu prolonger le raisonnement au point \tilde{I}_2 et donc jusqu'au point I' .

On aurait aussi pu raisonner par l'absurde, tel que cela est fait dans [R. Feynman, *Leçons de Physique*, vol. I, Chap. 26]. Puisqu'on a un système rigoureusement stigmatique, tous les chemins issus de A_o et passant par un point I quelconque de Σ finissent au point A_i , et tous ces chemins sont des chemins effectivement suivis par la lumière. Mais comment est-ce possible si la lumière ne suit *que* le chemin extrémal¹ ? La seule façon de s'assurer que tous les chemins sont effectivement suivis c'est que les « temps de parcours » de tous ces chemins soient rigoureusement égaux. Autrement, la lumière ne suivrait que le chemin de temps extrémal. Un système optique stigmatique doit donc être construit de telle façon que les temps de parcours de tous les chemins qui relient A_o à A_i soient égaux.

1. R. Feynman dit « le plus court » dans son raisonnement à ce stade, ce qui simplifie un peu la compréhension. Tout en expliquant bien sûr plus loin que ce n'est pas tout à fait exact.

On peut ainsi simplement expliquer la forme d'une lentille convergente. On considère les deux chemins tracés sur la figure 2.2 et qui relient le point A au point A' . Sans la lentille, le chemin horizontal est plus court que le chemin qui s'éloigne de l'axe optique. Pour conjuguer les points A et A' , la lentille doit donc compenser l'avance du chemin horizontal et ainsi rendre le « temps de parcours » des deux chemins égaux. Ainsi, il faut faire en sorte que plus le chemin considéré s'éloigne de l'axe optique, moins il a à traverser d'épaisseur de verre, d'indice $n > 1$.

Remarque Si on le souhaite, on peut rendre l'argument ci-dessus plus formel en notant par exemple $L(s)$ la valeur du chemin optique du trajet, effectivement suivi par la lumière, qui relie A_o à A_i via le point d'entrée d'abscisse curviligne s . L'abscisse s repère donc la position du point I sur la face d'entrée.

La différence de chemin optique entre les trajets passant par I et I' s'écrit :

$$L(s_{I'}) - L(s_I) = \int_{s_I}^{s_{I'}} \frac{dL}{ds}(s) ds.$$

Comme le système est rigoureusement stigmatique, pour tout point d'entrée, donc pour toute valeur de s , le chemin est stationnaire, c'est-à-dire

$$\forall s \quad \frac{dL}{ds}(s) = 0.$$

On trouve alors directement $L(s_I) = L(s_{I'})$. Si le dispositif n'avait pas été rigoureusement stigmatique, la dérivée de $L(s)$ n'aurait pas été nulle sur tout le chemin liant I à I' .

2.2 Condition des sinus d'Abbe On considère maintenant deux points B_o et B_i , infiniment proches de A_o et A_i , et tels que $\mathbf{A}_o \mathbf{B}_o$ et $\mathbf{A}_i \mathbf{B}_i$ soient orthogonaux à l'axe optique. On cherche la condition à laquelle Σ est rigoureusement stigmatique pour les points B_o et B_i , auquel cas il est dit aplanétique. On trace figure 2.3 la trajectoire du rayon lumineux issu de B_o qui intercepte Σ en I . Puisque Σ est stigmatique pour B_o et B_i , en sortie de Σ , ce rayon passe nécessairement par B_i . Puisque B_o et B_i sont infiniment proches de A_o et A_i , le rayon émergent sort de Σ au point J' infiniment proche de J . D'après la question précédente, on peut par ailleurs écrire

$$\begin{aligned} L_I(B_o B_i) &= n_o \overline{B_o I} + L(IJ') + n_i \overline{J' B_i} = b, \\ L_I(A_o A_i) &= n_o \overline{A_o I} + L(IJ) + n_i \overline{J A_i} = a, \end{aligned}$$

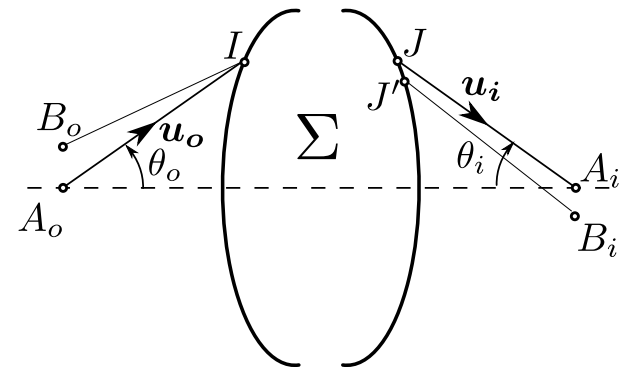


FIGURE 2.3 – Condition des sinus d'Abbe

où a et b sont deux constantes, a priori distinctes, indépendantes du choix de I . La différence de ces deux équations permet d'écrire

$$\begin{aligned} L_I(B_o B_i) - L_I(A_o A_i) &= n_o (\overline{B_o I} - \overline{A_o I}) + L(IJ') - L(IJ) + n_i (\overline{J' B_i} - \overline{J A_i}) = b - a, \\ &= -n_o \mathbf{u}_o \cdot \mathbf{A}_o \mathbf{B}_o + L(IJ') - L(IJ) - n_i \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{J} \mathbf{J}' + n_i \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{A}_i \mathbf{B}_i. \end{aligned}$$

Or, la longueur $L(IJ') - L(IJ) - n_i \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{J} \mathbf{J}'$ correspond en fait exactement à la variation de chemin optique obtenue en déformant le trajet IJA_i par la transformation infinitésimale qui amène J en J' . Puisque le trajet IJA_i est un trajet qui est effectivement suivi par la lumière, d'après le principe de Fermat, le chemin optique le long de ce trajet est stationnaire, il ne varie donc pas lorsqu'on applique au trajet cette transformation infinitésimale. Cela permet d'écrire

$$L(IJ') - L(IJ) - n_i \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{J} \mathbf{J}' = 0 \quad \text{et donc} \quad n_i \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{A}_i \mathbf{B}_i - n_o \mathbf{u}_o \cdot \mathbf{A}_o \mathbf{B}_o = \text{cte.}$$

En utilisant les angles θ_o et θ_i , cette dernière équation se réécrit

$$n_i \overline{A_i B_i} \sin \theta_i - n_o \overline{A_o B_o} \sin \theta_o = \text{cte.}$$

On calcule la constante dans l'équation précédente en constatant que si $\theta_o = 0$ alors $\theta_i = 0$. La constante est donc nulle et

$$\boxed{n_i \overline{A_i B_i} \sin \theta_i - n_o \overline{A_o B_o} \sin \theta_o = 0}, \quad (\text{II.3})$$

ou

$$\boxed{\frac{\sin \theta_o}{\sin \theta_i} = \frac{n_i}{n_o} \gamma}, \quad (\text{II.4})$$

où $\gamma = \overline{A_i B_i} / \overline{A_o B_o}$ est le grandissement de Σ . Cette équation, sous la forme (II.3) ou (II.4), est appelée *condition des sinus d'Abbe*.

Stigmatisme transversal et longitudinal La condition des sinus d'Abbe est une condition à vérifier pour assurer la conservation du stigmatisme perpendiculairement à l'axe optique. La conservation du stigmatisme *le long* de l'axe optique, en revanche, n'est assurée que si la *relation de Herschel* est vérifiée, à savoir

$$\frac{\sin^2(\theta_o/2)}{\sin^2(\theta_i/2)} = \frac{n_i}{n_o} \gamma_l, \quad (\text{II.5})$$

où γ_l est le grandissement longitudinal. De façon générale, cette condition est incompatible avec la condition des sinus d'Abbe. En fait, pour que les deux relations soient vérifiées, il faut

$$\theta_o = \theta_i \quad \text{et} \quad \gamma = \gamma_l = \frac{n_o}{n_i}.$$

Seuls les instruments de grossissement unité et de grandissement fixé à $n_o/n_i \approx 1$ peuvent vérifier les deux conditions. Ces systèmes optiques qui ne grandissent ni ne grossissent ont relativement peu d'intérêt. Dans le cas général, il faut donc choisir entre la conservation du stigmatisme le long de l'axe optique et perpendiculairement à ce dernier.

Invariant de Lagrange-Helmholtz Dans les conditions de Gauss, pour lesquelles les rayons sont peu inclinés sur l'axe, $\theta_o, \theta_i \ll 1$. La relation (II.3) peut alors se récrire

$$n_i \overline{A_i B_i} \theta_i = n_o \overline{A_o B_o} \theta_o.$$

Autrement dit, la quantité $n \overline{AB} \theta$ est inchangée par le passage par n'importe quel instrument d'optique (stigmatique et aplanétique, mais c'est pour ainsi dire toujours le cas dans les conditions de Gauss). Cette quantité est appelée *invariant de Lagrange-Helmholtz*.

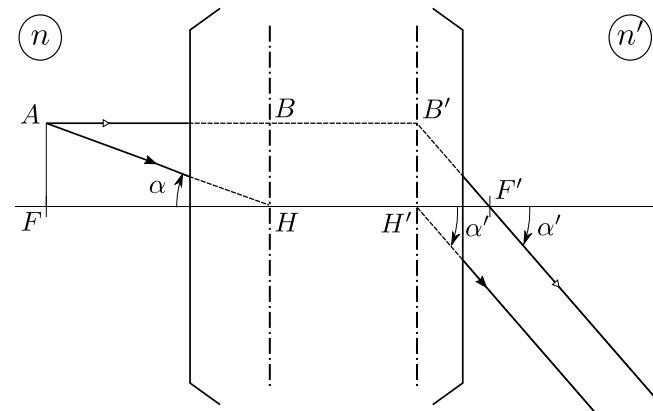


FIGURE 2.4 – Trajectoires de rayons issus d'un point A du plan focal objet.

On peut s'en servir pour montrer alors la relation entre les distances focales objet et image d'un instrument, déjà énoncée à l'équation (I.3). On reprend pour cela la situation de la figure 1.7 légèrement modifiée, voir figure 2.4 : on considère maintenant la trajectoire de deux rayons issus de A, situé dans le plan focal objet de l'instrument. Les deux rayons sont donc parallèles en sortie de l'instrument, l'un passant par le foyer image F' . On note n et n' , respectivement, les indices optiques des milieux dans les espaces objet et image de l'instrument.

En considérant l'invariant de Lagrange-Helmholtz entre les points H et H' , on peut écrire

$$\begin{aligned} n \overline{HB} \alpha &= n \overline{H'B'} \alpha', \\ n \alpha &= n' \alpha', \end{aligned}$$

la seconde ligne se déduisant par propriété des plans principaux. En écrivant enfin que $\alpha = \overline{FA} / \overline{HF} = -\overline{FA} / f$ et $\alpha' = \overline{H'B'} / \overline{F'H'} = \overline{FA} / f'$, on retrouve la relation (I.3) :

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}.$$

3. Applications : points de Weierstrass

3.1 D'après les résultats des questions précédentes, le dioptre n'est stigmatique que si le chemin optique $L_I(A_1A_2)$ est indépendant du choix de I , point du dioptre. Cela revient à dire qu'il existe une constante a telle que pour tout point du dioptre,

$$n_1 \overline{A_1 I} + n_2 \overline{I A_2} = a. \quad (\text{II.6})$$

La surface des points I vérifiant cette équation est un ovoïde de Descartes.

3.2 On suppose maintenant que $a = 0$. On constate alors immédiatement que $\overline{A_1 I}$ et $\overline{I A_2}$ sont de signes opposés. Les segments $[A_1 I]$ et $[I A_2]$ sont donc parcourus par la lumière de A_1 vers I et de A_2 vers I , ou de I vers A_1 et de I vers A_2 . Cela n'est possible que si A_1 est réel et A_2 virtuel ou si A_1 est virtuel et A_2 réel.

On cherche maintenant tous les points de l'espace qui vérifient la condition

$$n_1 \overline{A_1 I} + n_2 \overline{I A_2} = 0. \quad (\text{II.7})$$

Il est alors pratique de prendre l'origine des axes au point O , point du segment $[A_1 A_2]$ qui vérifie cette condition, et la droite $(A_1 A_2)$ comme axe des abscisses. Les points A_i ont donc pour coordonnées $(x = x_i, y = 0)$. On a, en notant $d = A_1 A_2$ et $K = n_1/n_2$,

$$x_2 = \frac{dK}{K+1} \quad \text{et} \quad x_1 = -\frac{d}{K+1}.$$

On remarque en particulier qu'on a bien $n_1 x_1 + n_2 x_2 = 0$.

Les points I , de coordonnées (x, y) , qui vérifient la condition (II.7) vérifient également $n_1^2 (A_1 I)^2 = n_2^2 (A_2 I)^2$, qui se réécrit

$$n_1^2 [(x - x_1)^2 + y^2] = n_2^2 [(x - x_2)^2 + y^2].$$

En développant l'équation ci-dessus, et en utilisant $n_1^2 x_1^2 = n_2^2 x_2^2$, on obtient finalement

$$\left(x + \frac{dK}{K^2 - 1}\right)^2 + y^2 = \left(\frac{dK}{K^2 - 1}\right)^2,$$

qui est l'équation d'un cercle de rayon $R = \frac{dK}{|K^2 - 1|}$, centré au point C de coordonnées

$\left(x_C = \frac{dK}{1 - K^2}, y_C = 0\right)$. On peut alors réécrire $x_2 = R|K - 1|$ et $x_1 = -R|1 - 1/K|$.

On constate par ailleurs que le cercle entoure toujours le milieu d'indice le plus élevé.

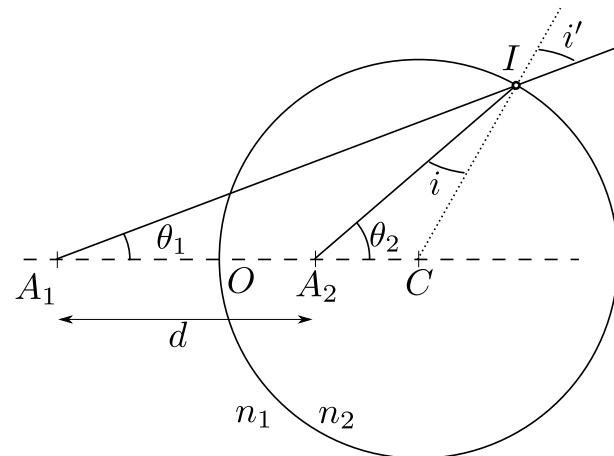


FIGURE 2.5 – Dioptre sphérique

3.3 Un dioptre sphérique de rayon R , de centre C , séparant deux milieux d'indices n_1 et $n_2 > n_1$, est donc rigoureusement stigmatique pour les points situés sur l'axe (OC) , où O est un point quelconque du dioptre, à distance $x_2 = R \left| \frac{n_1}{n_2} - 1 \right|$ et $x_1 = -R \left| \frac{n_2}{n_1} - 1 \right|$ de O . Ces points sont appelés points de Weierstrass.

Remarque : miroirs On peut remarquer dans le cas précédent que, si $n_1 = n_2$, le rayon de courbure du dioptre diverge. On se retrouve en fait dans la situation du miroir plan : si $n_1 = n_2$, il faut une surface réfléchissante pour que les rayons soient déviés au niveau du «dioptre». On retrouve alors le fait que le miroir plan est rigoureusement stigmatique. Il l'est pour tout point de l'espace.

De façon plus générale, dans le cas $n_1 = n_2$, donc dans le cas de surfaces réfléchissantes, l'équation (II.6) est l'équation de :

- un ellipsoïde de révolution de foyer A_1 et A_2 , si A_1 et A_2 sont de même nature (tous deux réels ou tous deux virtuels) ;
- un hyperboloïde de révolution de foyers A_1 et A_2 , si A_1 et A_2 sont de nature différente. On retrouve le cas du miroir plan dans le cas où $a = 0$;
- un paraboloïde de révolution si l'un des points est situé à l'infini, l'autre point étant au foyer du paraboloïde.

3.4 On souhaite maintenant montrer que le dioptré sphérique est également aplanétique au niveau des points de Weierstrass. Cela revient à montrer que les angles θ_1 et θ_2 , figure 2.5, vérifient la condition des sinus d'Abbe. Pour cela, on utilise la relation des sinus dans le triangle A_2CI , qui nous permet d'écrire

$$\frac{\sin \theta_2}{CI} = \frac{\sin i}{A_2C}.$$

De même, dans le triangle A_1CI , on a

$$\frac{\sin \theta_1}{CI} = \frac{\sin i'}{A_1C}.$$

On déduit des deux équations précédentes que

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \frac{\sin i}{\sin i'} \frac{A_1C}{A_2C} = \frac{n_1}{n_2} \frac{A_1C}{A_2C},$$

où la dernière égalité a été obtenue en utilisant les lois de Snell-Descartes. Grâce aux résultats des questions précédentes, on sait par ailleurs que

$$A_1C = A_1O + OC = -x_1 + x_C = \frac{d}{1 - K^2},$$

$$A_2C = A_2O + OC = -x_2 + x_C = \frac{dK^2}{1 - K^2}.$$

On en déduit finalement que

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \frac{n_1}{n_2} \frac{1}{K^2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (\text{II.8})$$

Le rapport des sinus est donc bien une constante. Il reste à montrer que cette constante est donnée par la condition des sinus d'Abbe.

On considère maintenant un point B_1 au voisinage de A_1 , avec (A_1B_1) orthogonal à l'axe (A_1C) . On construit, comme indiqué sur la figure 2.6, le point B_2 comme l'intersection de (B_1C) et de la droite orthogonale à l'axe optique passant par A_2 . On veut montrer que, pour tous les couples de points $\{B_1, B_2\}$ ainsi construits, la condition des sinus d'Abbe est vérifiée, et donc que le dioptré est aplanétique.

On utilise pour cela le théorème de Thalès dans les triangles CA_1B_1 et CA_2B_2 :

$$\frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{A_2B_2}} = \frac{\overline{CA_1}}{\overline{CA_2}} = \frac{1}{K^2} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2.$$

Avec le résultat (II.8), il vient alors directement

$$n_1 \overline{A_1B_1} \sin \theta_1 = n_2 \overline{A_2B_2} \sin \theta_2,$$

i.e. la condition des sinus d'Abbe. Le dioptré est donc aussi rigoureusement stigmatique pour les points B_1 et B_2 . Il est aplanétique au niveau de ses points de Weierstrass.

Remarque De façon plus complexe, on peut montrer, sans chercher à vérifier la condition des sinus d'Abbe, que le dioptré est bien stigmatique pour B_1 et B_2 . Cela revient à montrer que les angles d'incidence des rayons (B_1I) et (B_2I) vérifient les lois de Snell-Descartes, quel que soit le point I . La relation des sinus dans les triangles CB_1I et CB_2I nous permet d'écrire

$$\frac{\sin \gamma}{B_1I} = \frac{\sin i'_1}{CB_1} \quad \text{et} \quad \frac{\sin \gamma}{B_2I} = \frac{\sin i'_2}{CB_2},$$

où l'on note $i'_1 = \widehat{CIB_1}$ et $i'_2 = \widehat{CIB_2}$. Par ailleurs, le théorème de Thalès dans les triangles CA_1B_1 et CA_2B_2 permet d'écrire

$$\frac{CB_2}{CB_1} = \frac{CA_2}{CA_1} = K^2.$$

On a donc

$$\sin i'_1 = \frac{B_2I}{B_1I} \frac{CB_1}{CB_2} \sin i'_2 \sim \frac{A_2I}{A_1I} K^{-2} \sin i'_2.$$

Enfin, comme I est sur le dioptré sphérique pour lesquels A_1 et A_2 sont des points de Weierstrass, $n_1 A_1I = n_2 A_2I$. L'équation précédente devient donc finalement

$$\sin i'_1 = \frac{n_1}{n_2} \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \sin i'_2 \quad \text{soit} \quad n_1 \sin i'_1 = n_2 \sin i'_2.$$

Les deux points B_1 et B_2 ainsi construits sont donc bien conjugués par le dioptré sphérique.

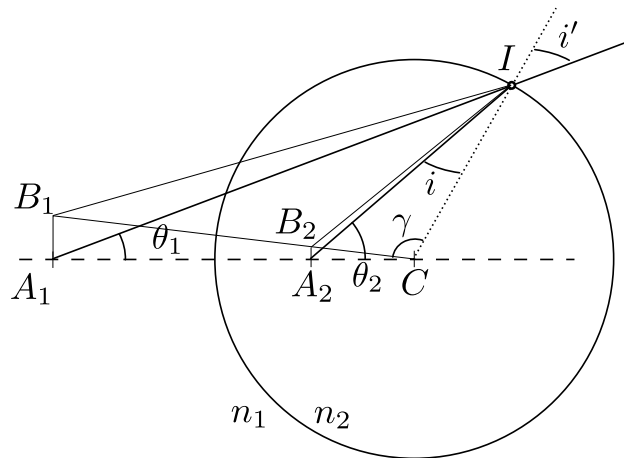


FIGURE 2.6 – Condition des sinus d'Abbe pour le dioptre sphérique

EXERCICE III ABERRATION DES LENTILLES

1. On introduit les angles φ , α , γ , i_1 et i_2 tels qu'indiqués sur la figure 3.1.

1.1 On utilise dans un premier temps la relation des sinus dans les triangles S_1IC et S_2IC . Cela nous permet d'écrire les égalités

$$\frac{\sin i_2}{CS_2} = \frac{\sin \gamma}{IC} \quad \text{et} \quad \frac{\sin(\pi - i_1)}{S_1C} = \frac{\sin \varphi}{IS_1}.$$

En notant alors que $CS_2 = s_2 - R$, $S_1C = s_1 + R$ et que $\sin \gamma = IH/l_2 = \sin \varphi R/l_2$, on obtient

$$\frac{\sin i_2}{s_2 - R} = \frac{\sin \varphi}{l_2} \quad \text{et} \quad \frac{\sin i_1}{R + s_1} = \frac{\sin \varphi}{l_1}.$$

Enfin, les lois de Snell-Descartes nous permettent d'écrire $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$, soit finalement

$$n_2(s_2 - R) \frac{\sin \varphi}{l_2} = n_1(s_1 + R) \frac{\sin \varphi}{l_1},$$

et donc

$$\frac{n_1}{l_1} + \frac{n_2}{l_2} = \frac{1}{R} \left(\frac{n_2 s_2}{l_2} - \frac{n_1 s_1}{l_1} \right). \quad (\text{III.1})$$

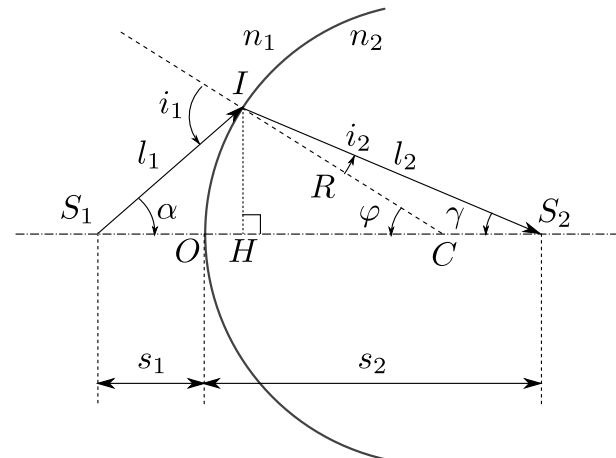


FIGURE 3.1 – Dioptre sphérique de rayon R

Ici, la position du point S_2 dépend de l'angle d'incidence i_1 via la grandeur l_1 : le dioptre sphérique n'est en général pas stigmatique.

1.2 Si l'on ne considère que des rayons proches de l'axe, on a alors $s_1 \approx l_1$ et $s_2 \approx l_2$. L'équation précédente se réécrit alors sous la forme plus simple

$$\frac{n_1}{s_1} + \frac{n_2}{s_2} = \frac{1}{R}(n_2 - n_1),$$

que l'on peut aussi écrire

$$\frac{n_2}{OS_2} - \frac{n_1}{OS_1} = \frac{1}{OC}(n_2 - n_1).$$

Dans ce cas, la position du point S_2 ne dépend plus de l'angle d'incidence mais seulement de la distance du point objet au sommet du dioptre : le dioptre sphérique, dans les conditions de Gauss, est stigmatique.

1.3 On associe maintenant deux dioptres sphériques de rayons R et R' , de centres C et C' et de sommets O et O' (voir figure 3.2). On note A_i l'image intermédiaire que fait de A le premier dioptre sphérique, et A' l'image que fait de A_i le second

dioptre. D'après le résultat de la question précédente, on a

$$\frac{n}{OA_i} - \frac{1}{OA} = \frac{1}{OC}(n-1),$$

$$\frac{1}{O'A'} - \frac{n}{O'A_i} = \frac{1}{O'C'}(1-n),$$

Ce qui nous permet finalement d'écrire la relation de conjugaison :

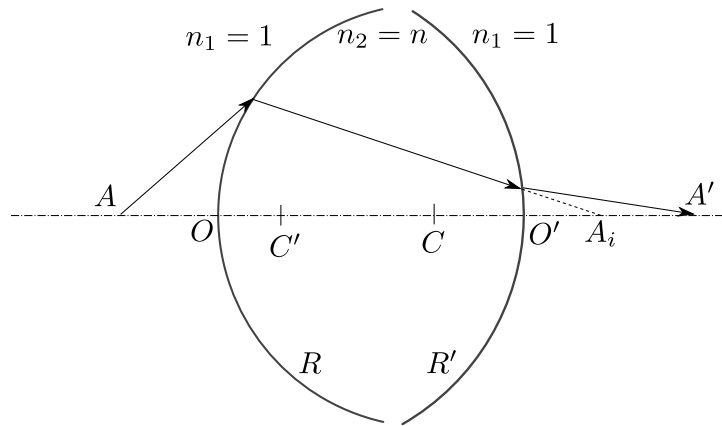


FIGURE 3.2 – Association de deux dioptrés sphériques. Sur le dessin, $R = \overline{OC} > 0$ et $R' = \overline{O'C'} < 0$.

$$\frac{1}{O'A'} - \frac{1}{OA} = (n-1) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right) + n \frac{\overline{OO'}}{O'A_i \cdot OA_i}.$$

On retrouve ici les relations de conjugaison rappelées au premier exercice, pour une lentille mince, *i.e.* dans la situation où $O \sim O'$, en introduisant la focale f de la lentille :

$$\frac{1}{O'A'} - \frac{1}{OA} = \frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right). \quad (\text{III.2})$$

2. *Aberrations chromatiques* On voit, dans l'expression de la focale de la lentille ainsi créée, que f dépend de l'indice du matériau, et donc de la longueur d'onde de la lumière utilisée. La position de l'image d'un objet dépend donc a priori de la longueur d'onde : la lentille souffre d'aberrations dites chromatiques.

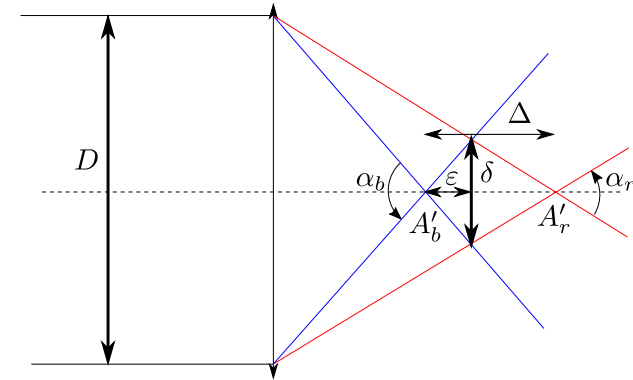


FIGURE 3.3 – Aberrations chromatiques

2.1 Etant donné les indices et les rayons de courbures donnés, on trouve pour la lentille en BK7 considérée :

$$\lambda = 400 \text{ nm} \rightarrow f = 48,9 \text{ cm},$$

$$\lambda = 590 \text{ nm} \rightarrow f = 50,2 \text{ cm},$$

$$\lambda = 800 \text{ nm} \rightarrow f = 50,6 \text{ cm}.$$

On constate donc que la lentille fait converger les rayons bleus plus vite que les rayons rouges, avec une grande différence de distance focale, clairement visible à l'œil nu ! Les aberrations chromatiques d'une telle lentille sont très fortes.

2.2 On éclaire la lentille avec un faisceau, centré, de diamètre D (voir figure 3.3). En notant δ la taille de la tache moyenne, et $\Delta = f_r - f_b$ la distance entre les points focaux images bleu et rouge, on a

$$\alpha_b = \frac{\delta}{\epsilon} \quad \alpha_r = \frac{\delta}{\Delta - \epsilon}$$

dont on déduit

$$\delta = \Delta \frac{\alpha_r \alpha_b}{\alpha_r + \alpha_b}.$$

En notant enfin que $\alpha_{r,b} = D/f_{r,b}$, la tache de la taille moyenne due aux aberrations chromatiques est finalement

$$\delta = D \frac{f_r - f_b}{f_r + f_b} \approx 1,3 \text{ mm.}$$

Classification de verres Pour distinguer les verres en fonction de leur pouvoir dispersif, on introduit en général le coefficient appelé *nombre d'Abbe* ou *constricence*, et défini comme

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}, \quad (\text{III.3})$$

où n_D est l'indice du verre à $\lambda = 589,3 \text{ nm}$ (raie jaune du sodium) ou parfois $\lambda = 587,56 \text{ nm}$ (raie jaune de l'hélium), n_C est l'indice du verre à $\lambda = 656,3 \text{ nm}$ (raie rouge de l'hydrogène), et n_F est l'indice du verre à $\lambda = 486,1 \text{ nm}$ (raie bleue de l'hydrogène). Ce nombre est défini pour être d'autant plus grand que le verre est peu dispersif.

On distingue alors

- les verres *crowns*, peu dispersifs ($v > 50$) et d'indice optique limité ($n_D < 1,6$). Ce sont typiquement des silicates de potassium et de calcium, et notamment le verre très répandu appelé BK7;
- les verres *flints*, très dispersifs ($v < 50$) et d'indice optique élevé ($n_D > 1,6$). Ils contiennent souvent du plomb ou de l'arsenic, quoique les versions les plus récentes de ces verres en soient dépourvues.

D'autres longueurs d'onde sont parfois utilisées dans la définition de ce nombre, en particulier si l'on s'intéresse à une autre gamme du spectre optique que le spectre visible. On utilise aussi parfois l'indice n_E correspondant à la « raie e » à $\lambda = 546,07 \text{ nm}$ plutôt que n_D . On retrouve ainsi souvent les notations v_d et v_e dans les données des constructeurs pour distinguer ces deux choix. Ces données, en libre accès, sont extrêmement riches. On pourra par exemple consulter

- le site web de Schott [www.schott.com/advanced_optics/english/knowledge-center/technical-articles-and-tools], pour des fiches techniques ou des données détaillées sur leurs très nombreux verres (diagramme d'Abbe),
- le site web de Ohara [www.oharacorp.com/catalog.html] pour des informations générales plus succinctes ou des données sur leurs verres.

2.3 On a vu, à la question précédente, qu'une lentille convergente envoie le rouge plus loin sur l'axe optique que le bleu. La situation serait en fait inversée si la lentille était divergente. Dans ce cas en effet, le point focal image (virtuel) est toujours plus proche de la lentille pour le bleu que pour le rouge. Ils sont toutefois situés du même côté de la lentille que l'objet, et le point focal bleu est donc plus loin sur l'axe optique que le point focal rouge.

On conçoit alors bien qu'il doit être possible de corriger les aberrations chromatiques des lentilles en associant une lentille convergente et une lentille divergente d'un verre différent, pour ramener les points focaux rouge et bleu au même endroit.

On accole donc une seconde lentille de focale f_2 à la première de focale f_1 déjà considérée. La focale du doublet ainsi créé est donnée par

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \quad \text{où} \quad \frac{1}{f_1} = (n_1 - 1)K_1 \quad \text{et} \quad \frac{1}{f_2} = (n_2 - 1)K_2.$$

On a introduit ici les deux facteurs qui ne dépendent que de la géométrie des lentilles, et en particulier indépendants de l'indice,

$$K_i = \frac{1}{R_i} - \frac{1}{R'_i}.$$

On cherche à ce que, pour le doublet, $f_r = f_b$. On a alors l'égalité

$$(n_1^b - 1)K_1 + (n_2^b - 1)K_2 = (n_1^r - 1)K_1 + (n_2^r - 1)K_2,$$

dont on déduit simplement

$$K_2 = K_1 \frac{n_1^r - n_2^r}{n_1^b - n_2^b}.$$

Sachant qu'ici, puisqu'on accole la seconde lentille à la première, on a nécessairement $R'_1 = R_2$, on peut calculer le rayon de courbure de la face de sortie de la seconde lentille :

$$\frac{1}{R'_2} = \frac{1}{R_2} - K_2 = \frac{1}{R_1} - \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R'_1} \right) \frac{n_1^r - n_2^r}{n_1^b - n_2^b}.$$

On trouve finalement $R'_2 = -90,4 \text{ cm}$. La seconde lentille est donc bien une lentille divergente ($K_2 < 0$), et la focale du doublet est finalement $f_r = f_b = 91,5 \text{ cm}$. Pour corriger les aberrations géométriques, il a donc fallu perdre en convergence : la focale du doublet est plus grande que celle de la lentille non corrigée.

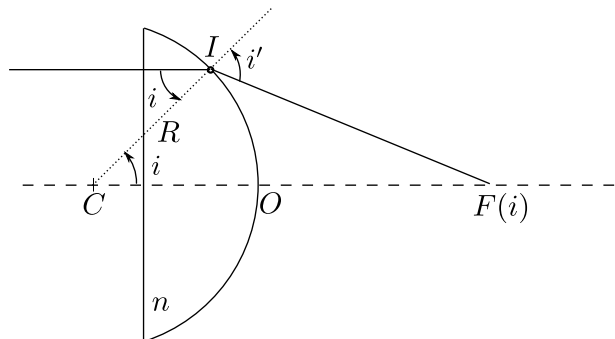


FIGURE 3.4 – Aberrations géométriques

3. Aberrations géométriques

3.1 On utilise une nouvelle fois la relation des sinus, dans le triangle $CIF(i)$ (voir figure 3.4), qui nous permet d'écrire

$$\frac{\sin(i' - i)}{R} = \frac{\sin(\pi - i')}{CF(i)} = \frac{\sin i'}{CF(i)} = \frac{n \sin i}{CF(i)}.$$

En outre,

$$\sin(i' - i) = \sin i' \cos i - \sin i \cos i' = \sin i \left(n \cos i - \sqrt{1 - n^2 \sin^2 i} \right).$$

On a donc

$$CF(i) = \frac{nR}{n \cos i - \sqrt{1 - n^2 \sin^2 i}}.$$

3.2 D'après l'équation précédente, la position du point F sur l'axe dépend de l'angle d'incidence i . Le dioptre sphérique n'est pas stigmatique.

Pour être plus précis, en notant $g(i) = n \cos i - \sqrt{1 - n^2 \sin^2 i}$, on calcule

$$g'(i) = n \sin i \left(\frac{n \cos i}{\underbrace{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 i}}_u} - 1 \right).$$

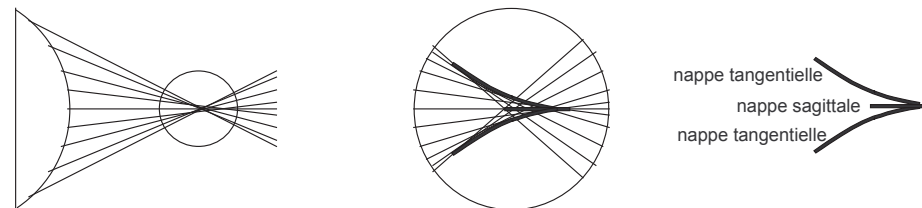


FIGURE 3.5 – Nappes tangentielle et sagittale

On remarque alors que

$$u^2 = \frac{n^2 \cos^2 i}{1 - n^2 \sin^2 i} = \frac{n^2 \cos^2 i}{n^2 \cos^2 i + \underbrace{1 - n^2}_{<0}} > 1,$$

car $n > 1$. On trouve donc $g'(i) > 0$: $g(i)$ est une fonction croissante de i . La longueur $CF(i)$ est donc une fonction décroissante de i . Autrement dit, plus le rayon lumineux est hors de l'axe, *i.e.* plus i est grand, plus il intercepte l'axe optique près de la lentille en sortie de celle-ci.

Les rayons lumineux se concentrent sur l'axe entre les points $F(i = 0)$ et $F(i = i_{\max})$, où i_{\max} est défini par $n \sin i_{\max} = 1$. Les rayons se concentrent ainsi sur la longueur $\delta = CF(i_{\max}) - CF(0)$ donnée par

$$\delta = \frac{nR}{n-1} \left(1 - \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \right).$$

Si l'on trace enfin la trajectoire des rayons lumineux en sortie de la lentille (figure 3.5), on constate qu'ils se concentrent non seulement sur l'axe optique, pour former la *nappe sagittale*, mais également en une surface hors de l'axe optique, qui pointe en $F(i_{\max})$, appelée *nappe tangentielle*.

3.3 Si l'on ne considère que des rayons proches de l'axe optique, *i.e.* qu'on se place dans les conditions de Gauss, on se place dans la situation où $i \ll 1$. En faisant le développement limité de $CF(i)$, on trouve alors que

$$CF(i) \underset{i \rightarrow 0}{\sim} \frac{nR}{n-1} \left(1 - \frac{ni^2}{2} \right) + O(i^4).$$

Au premier ordre en i , $CF(i)$ ne dépend donc plus de i : le dispositif est à nouveau stigmatique. En particulier, on constate alors que

$$\frac{1}{OF(i)} = \frac{1}{CF(i) - R} = \frac{n-1}{R} = (n-1) \left(\frac{1}{\infty} - \frac{1}{-R} \right).$$

On retrouve bien l'expression obtenue précédemment pour la focale de la lentille dans les conditions de Gauss.

Ressources utiles Ici aussi, les sites webs des constructeurs peuvent se révéler très riches en informations sur la façon dont les aberrations chromatiques ou géométriques sont corrigées, sur l'effet des aberrations ou sur beaucoup d'autres domaines (optiques). On pourra ainsi consulter (entre autres !) le site edmundoptics.fr et son « Centre de Connaissance » ou newport.fr et sa section « Ressources ».

EXERCICE IV PROPAGATION DANS UN MILIEU D'INDICE CONTINUËMENT VARIABLE

1. Le principe de Fermat stipule que le trajet suivi par la lumière est celui pour lequel le chemin optique \mathcal{D} est extrémal (le plus souvent minimal), avec

$$\mathcal{D} = \int n(s) ds,$$

où $n = \frac{c}{v_\varphi}$ (rapport de la vitesse de la lumière dans le vide et de la vitesse de phase dans le milieu) est l'indice optique local, et $ds = v_\varphi dt$ l'abscisse curviligne élémentaire (la lumière «suit» le chemin le plus rapide).

En mécanique, le principe de Maupertuis, ou principe de moindre action, précise qu'un système mécanique évolue dans le temps de sorte que l'action \mathcal{S} soit extrémale, avec

$$\mathcal{S} = \int \mathcal{L}(t) dt,$$

où \mathcal{L} est le lagrangien du système. Si l'on note q_i ($i = 1, \dots, n$) les degrés de liberté du système, et \dot{q}_i leurs dérivées temporelles, les équations de Lagrange qui déterminent son évolution sont

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right).$$

2. Pour retrouver l'analogie entre le principe de Maupertuis et le principe de Fermat, on écrit

$$ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2} = dz \sqrt{1 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2},$$

où l'on a posé $\dot{x} = dx/dz$ et $\dot{y} = dy/dz$. Le chemin suivi par la lumière est donc celui qui minimise

$$\mathcal{D} = \int n(x, y, z) \sqrt{1 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2} dz,$$

où l'on a artificiellement distingué la dépendance en z de n . En considérant la position z comme une variable effective de temps, le principe de Maupertuis se rapporte au principe de Lagrange en écrivant le lagrangien optique

$$\mathcal{L}_{\text{opt}} = n(x, y, z) \sqrt{1 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2}.$$

La trajectoire des rayons lumineux est alors donnée par

$$\frac{\partial \mathcal{L}_{\text{opt}}}{\partial q_i} = \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial \mathcal{L}_{\text{opt}}}{\partial \dot{q}_i} \right),$$

soit

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{1}{\sqrt{1 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2}} \frac{d}{dz} \left(n(x, y, z) \frac{dx}{dz} \frac{1}{\sqrt{1 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2}} \right) = \frac{d}{ds} \left(n \frac{dx}{ds} \right),$$

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{d}{ds} \left(n \frac{dy}{ds} \right).$$

On trouve de même, puisque z ne joue aucun rôle particulier,

$$\frac{\partial n}{\partial z} = \frac{d}{ds} \left(n \frac{dz}{ds} \right).$$

Ces trois équations peuvent finalement se mettre sous la forme

$$\frac{d(n\vec{u})}{ds} = \vec{\nabla} n,$$

où $\vec{u} = d\vec{r}/ds$ est le vecteur tangent aux rayons lumineux.

EXERCICE V FIBRES OPTIQUES (AGREG A 2007)

e- **Application : la fibre optique à saut d'indice.**

α) Il faut pouvoir observer un phénomène de réflexion totale sur la gaine, donc $n_1 > n_2$

β) $i_1 - \alpha = \pi/2$: pour qu'il y ait réflexion totale, il faut que

$$\sin i_1 > \frac{n_2}{n_1}, \text{ donc } \cos \alpha > \frac{n_2}{n_1}. \text{ Or } \sin \theta$$

$$= n_1 \sin \alpha. \text{ Il vient donc : } \theta < \theta_{\max},$$

$$\text{avec } \sin \theta_{\max} = n_1 \sin(\arccos \frac{n_2}{n_1}) = n_1$$

$$\sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}} = n_1 \sqrt{2\Delta}.$$

$$\text{D'où O.N.} = n_1 \sqrt{2\Delta} = 0,21$$

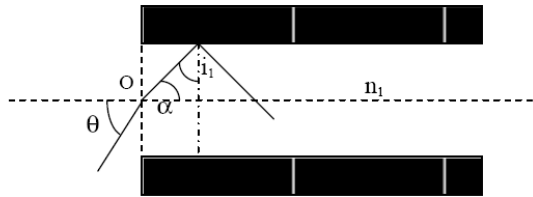
γ) Si on courbe la fibre, l'angle d'incidence est modifié, et par suite i_1 qui peut devenir inférieur à $\arcsin \frac{n_2}{n_1}$. Il y aura alors réfraction, et donc perte énergétique.

δ) Le trajet le plus rapide est celui correspondant à l'incidence nulle : $t_{\min} = n_1 L/c$. Le trajet le plus long est celui correspondant à l'angle d'incidence θ_i . Ce rayon fera

$\frac{L \tan \alpha_i}{r_1}$ trajets de type OA (cf figure ci-dessus) qui prennent chacun le temps

$$n_1 \frac{r_1}{c \sin \alpha_i}. \text{ D'où } t_{\max} = \frac{L \tan \alpha_i}{r_1} n_1 \frac{r_1}{c \sin \alpha_i} = \frac{n_1 L}{c \cos \alpha_i} = \frac{n_1 L}{c \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_1^2}}}$$

$$\text{D'où } \Delta t = \frac{n_1 L}{c} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_1^2}}} - 1 \right) = 0,22 \text{ ns.}$$



I-5- Extension à un milieu non homogène : loi fondamentale de l'optique géométrique.

a- la concavité du rayon est toujours tournée dans le sens de $\overline{\text{grad} n}$.

Exemple 1 : Dans une cuve, avec un mélange d'eau et de sel qu'on a laissé reposer, la concentration, donc l'indice, croissent de la surface au fond. $\overline{\text{grad} n}$ est donc dirigé verticalement vers le fond de la cuve. Un rayon arrivant normalement dans la cuve s'incurvera alors vers le bas.

Exemple 2 : Phénomène de mirage : lorsque le sol est très chaud, l'indice croît avec l'altitude z . Les rayons provenant d'un objet s'incurvent en semblant provenir du sol comme s'ils avaient subi une réflexion sur une surface réfléchissante comme de l'eau.

b- Application : la fibre optique à gradient d'indice.

$$\alpha) \frac{d(n\vec{u})}{ds} = \overline{\text{grad} n} = \frac{dn}{dr} \vec{u}_r. \text{ Il vient donc } \frac{d}{ds} (n(r) \cos \alpha(r) \vec{u}_z + n(r) \sin \alpha(r) \vec{u}_r) = \frac{dn}{dr} \vec{u}_r$$

$$\text{Par identification, on obtient } n \cos \alpha = \text{cste} = n_1 \cos \theta_0, \text{ soit } \cos^2 \alpha = \left(\frac{n_1}{n} \right)^2 \cos^2 \theta_0.$$

$$\text{Or } \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 = \tan^2 \alpha = \frac{1}{\cos^2 \alpha} - 1 = \frac{n^2}{n_1^2 \cos^2 \theta_0} - 1 = \frac{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{r_1} \right)^2}{\cos^2 \theta_0} - 1. \text{ Si on dérive cette}$$

$$\text{expression, on obtient : } \frac{d^2 r}{dz^2} = - \frac{2\Delta}{r_1^2 \cos^2 \theta_0} r$$

$$\text{Soit } r = A \cos \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{r_1 \cos \theta_0} z \right) + B \sin \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{r_1 \cos \theta_0} z \right). \text{ Compte tenu des conditions en } z=0$$

qui s'écrivent $r(z=0) = 0$ et $\left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=0} = \tan \theta_0$, on obtient finalement :

$$r = \frac{r_1 \sin \theta_0}{\sqrt{2\Delta}} \sin \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{r_1 \cos \theta_0} z \right). \text{ La trajectoire est donc sinusoidale, de période spatiale}$$

$$2d = 2 \frac{\pi r_1 \cos \theta_0}{\sqrt{2\Delta}}, \text{ d'où } d = \frac{\pi r_1 \cos \theta_0}{\sqrt{2\Delta}}.$$

β) Il faut que $r_{\max} < r_1$, soit $\sin \alpha_0 < \sqrt{2\Delta}$, soit finalement $\sin \alpha < n_1 \sqrt{2\Delta} = \text{O.N.}$ On retrouve donc la même valeur que dans la fibre à saut d'indice : l'intérêt d'une fibre à gradient d'indice ne réside donc pas dans l'ON.

γ) $\Delta t' = 0,46 \cdot 10^{-12} \text{ s} \ll \Delta t$: l'élargissement est beaucoup plus faible que dans une fibre à saut d'indice, d'où l'intérêt des fibres à gradient d'indice (qui ne réside pas dans l'O.N) pour le transport d'information avec des hauts débits.

δ) Fibroscopie, endoscopie, communication, réseau câblé...