OPTIQUE GEOMETRIQUE

DEUG SV 1ère Année

UFR de Physique
USTL

C. & G. Brogniez

SOMMAIRE

Références bibliographiques

E. Hecht - PHYSIQUE De Boeck Université

J. Kane/D. Sternheim - PHYSIQUE InterEditions

D. Giancoli – PHYSIQUE GENERALE 3
Ondes, optique et physique moderne DeBoeck Université

A. Bouyssy/M. Davier/B. Gatty – Physique pour les sciences de la vie
3. Les ondes Editions Belin

H. Benson – PHYSIQUE 3
Ondes, optique et physique moderne
DeBoeck Université

Sources de reproduction

Page 5 au milieu : Introduction à la physique. Premier cycle. Van de Vorst.
De Boeck Université

Page 7 en bas : Physique 3 Ondes, optique et physique moderne. Harris Benson
De Boeck Université

Page 11 en haut : Physics: Principles with applications. 2nd Edition. D. G. Giancoli
Prentice-Hall International Editions

Page 32 au milieu : Le livre de la photographie. (1976) Larousse/Montel

Page 33 : J. Cessac, G. Tréherne. Physique. Classe de 1ère (1964) Sections A', C, M, M' et Technique Fernand Nathan

Page 34 : J. Cessac, G. Tréherne. Physique. Classe de 1ère (1964) Sections A', C, M, M' et Technique Fernand Nathan

Page 40 au milieu : Physics: Principles with applications. 2nd Edition. D. G. Giancoli
Prentice-Hall International Editions

Page 41 : Physique Eugène Hecht ITP De Boeck Université

Page 46 : Cours de physique. I Optique. (1950) Marc Bruhat. Faivre-Dupaigre-Lamirand
Masson &Cie Editeurs

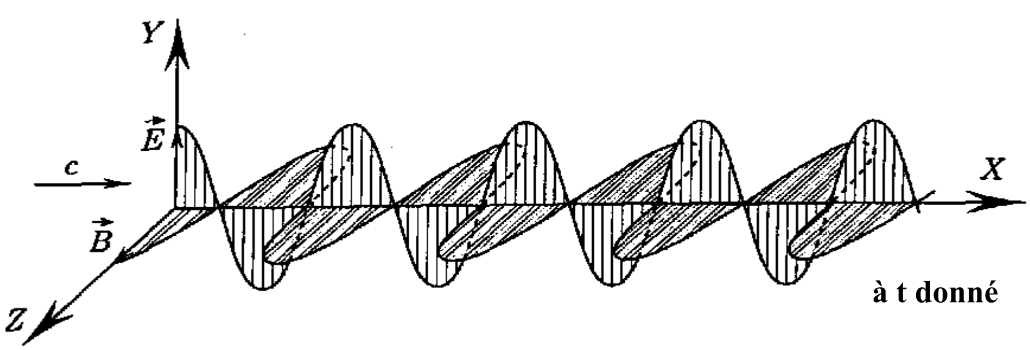
I GENERALITES

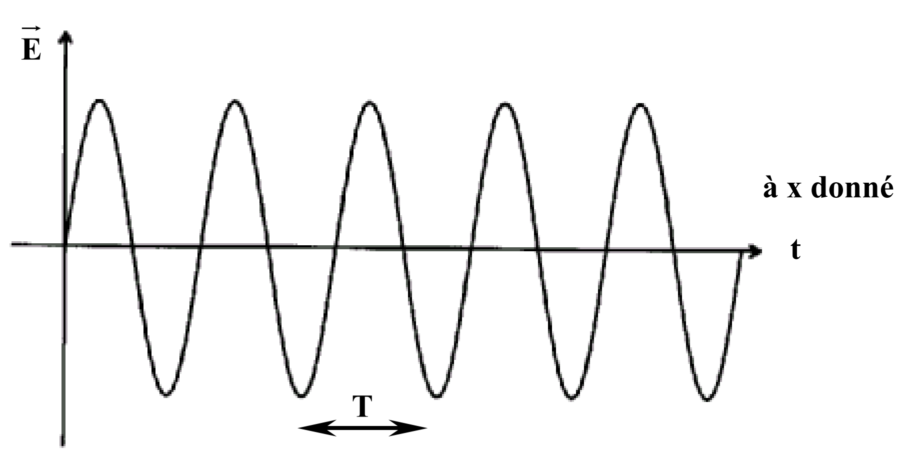
1/ Introduction

a – Nature de la lumière

L'optique était initialement l'étude des phénomènes perçus par l'œil humain. Les termes 'optiques' et 'lumière' doivent être généralisés à d'autres récepteurs tels la plaque photographique, la peau, les radiotélescopes… qui détectent aussi des rayonnements non visibles par l'œil : Infrarouge, Ultraviolet, radio.
Au cours du $17^{\text{ième}}$ siècle, deux théories s'affrontent pour expliquer les phénomènes observés :

- Théorie corpusculaire (Newton) : l'information est transportée par des grains de lumière, les photons (particules sans masse).
- Théorie ondulatoire (Huyghens, Fresnel) : la lumière est une onde caractérisée par un champ électrique et un champ magnétique perpendiculaires entre eux. La figure ci-dessous représente la structure de l'onde pour un instant **t** donné, de plus les champs subissent une variation sinusoïdale en fonction du temps.



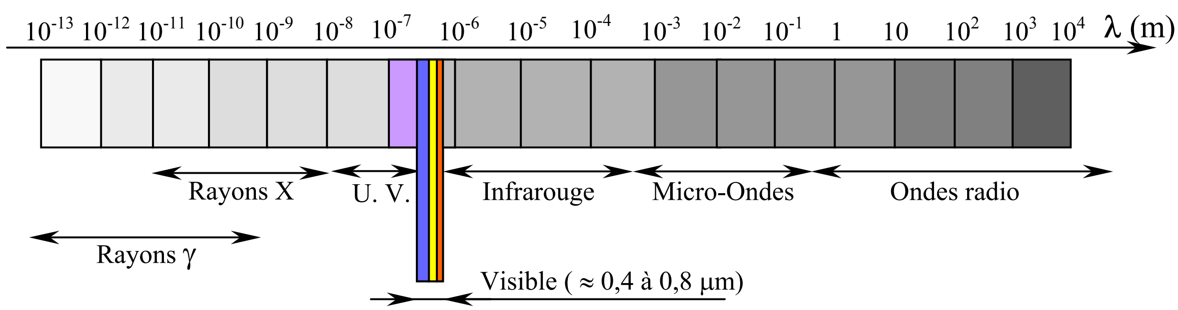


Ces théories ont été confirmées par la suite (Hertz, Maxwell, Einstein).
La lumière se propage sans support matériel nécessaire (à la différence du son). Dans le vide, sa vitesse (célérité) est **c** = 300 000 km/s.

La lumière est caractérisée en tant qu'onde électromagnétique par :
- sa fréquence ν (fixée par la source et donc indépendante du milieu de propagation) qui est le nombre d'oscillations par seconde de l'onde, ou sa période $\mathbf{T = \frac{1}{\nu}}$ qui est la durée d'une oscillation.
- sa longueur d'onde λ qui est la distance parcourue pendant une période. Dans le vide, on a

$$\lambda_o = \mathbf{cT} = \frac{\mathbf{c}}{\nu}.$$

Remarque: La couleur d'une radiation dépend de sa fréquence.
Le spectre des ondes électromagnétiques est présenté ci-dessous. Le domaine visible n'en couvre qu'une infime partie.



- Notre sens de la vue s'est développé dans une région spectrale (visible) qui correspond à des longueurs d'onde du rayonnement solaire peu absorbées par l'atmosphère. La superposition de toutes les radiations du domaine visible donne de la lumière blanche.
- Les U. V. interviennent dans la production de la vitamine D, sont à l'origine du bronzage, mais aussi du cancer de la peau.
- Les infrarouges se caractérisent par leurs effets calorifiques.

En réalité, les frontières indiquées entre les différentes régions du spectre ne sont pas nettes, sauf pour le domaine visible.
Les théories évoquées plus haut sont complémentaires. Suivant l'échelle d'observation l'un ou l'autre modèle permet d'expliquer les phénomènes :

- Si λ est de l'ordre de grandeur ou plus grande que les obstacles (l'appareillage), on applique l'optique ondulatoire
- Si λ est extrêmement faible, comparable à l'échelle atomique ou moléculaire, on applique l'optique corpusculaire.

b - Indice de réfraction d'un milieu transparent

Dans un milieu matériel, si la vitesse de propagation **v** de l'onde dépend de la fréquence de l'onde (et donc de λ), on dit que le milieu est dispersif.

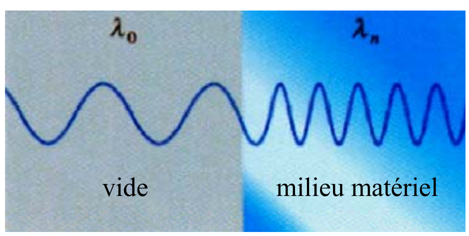
Le vide, pour lequel la célérité **c** est indépendante de la fréquence, est non dispersif.

Par définition, l'indice de réfraction absolu d'un milieu est $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{c}}{\mathbf{v}}$, comme $\mathbf{v} \leq \mathbf{c} \Rightarrow \mathbf{n} \geq \mathbf{1}$. (**n** est un nombre sans unité).

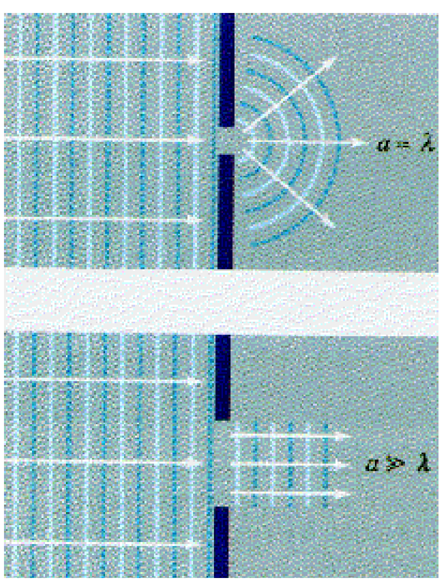
Dans les milieux dispersifs, puisque **v** dépend de λ, **n** en dépend aussi. Pour de nombreux matériaux transparents, **n** suit la loi de Cauchy : $\mathbf{n} = \mathbf{d} + \frac{\mathbf{e}}{\lambda^2}$, où **d** et **e** sont des constantes. L'indice augmente donc lorsque la longueur d'onde diminue. Dans le tableau ci-dessous, on donne quelques indices de différents milieux correspondants à une longueur d'onde moyenne du spectre visible (λ = 0,6 µm):

vide	1 (par définition)
air	1,000293 (en général on prend $\mathbf{n}_{\mathbf{air}} = \mathbf{n}_{\mathbf{vide}}$)
eau	1,33
verre ordinaire	1,50
diamant	2,40

Remarque : Lorsqu'une onde se propage dans différents milieux, sa fréquence ν ne change pas, car elle caractérise la source. Par contre, comme la vitesse de propagation varie, sa longueur d'onde λ change : $\lambda = \mathbf{v}\mathbf{T} = \frac{\mathbf{v}}{\nu} = \frac{\mathbf{c}/\mathbf{n}}{\nu} = \frac{\lambda_{\mathbf{o}}}{\mathbf{n}}$.



c - Le modèle de l'optique géométrique



C'est une approximation de l'optique ondulatoire valable lorsque λ est petite devant la dimension **a** des obstacles. Le faisceau se propage en ligne droite. La direction de propagation de l'onde est appelée rayon lumineux : le rayon lumineux représente le trajet de la lumière pour aller d'un point à un autre. Dans la suite du cours, on se placera dans le cadre de l'optique géométrique.

Remarque: Si **a** ≤ λ, il existe un phénomène de diffraction.

2/ Principe de Fermat

Enoncé : Le trajet emprunté par la lumière entre deux points est tel que le temps de parcours est extremum (maximum ou minimum).

$\mathbf{\Delta t} = \dfrac{\Delta \ell}{\mathbf{v}} = \dfrac{\mathbf{n}\,\Delta \ell}{\mathbf{c}}$. $\mathbf{n}\,\Delta\ell$ est le chemin optique, il est donc également extremum.

Cela implique que dans un milieu homogène (**n** = constante), la lumière se propage en ligne droite.
Lorsque le milieu est inhomogène (**n** ≠ constante), les rayons lumineux sont courbés.

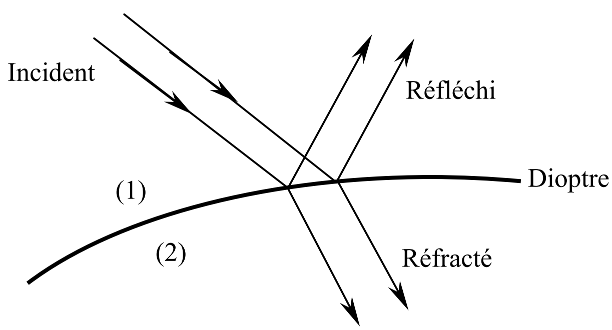
Exemple : L'indice de l'atmosphère varie en fonction de l'altitude, ce qui permet, comme on le verra plus tard, de donner une explication du phénomène des mirages et du retard apparent du coucher du soleil.

Conséquence du principe de Fermat :
Le trajet pour aller d'un point A à un point B étant de durée extremum, il l'est aussi pour aller de B à A. C'est le principe du retour inverse de la lumière.

3/ Lois de Snell-Descartes

a – Enoncés

La lumière se propage donc en ligne droite dans un milieu homogène, lorsqu'elle rencontre un deuxième milieu homogène, elle change de direction et donne généralement lieu à une onde réfléchie et à une onde réfractée.
La surface de séparation entre deux milieux transparents est appelée dioptre.



Première loi :

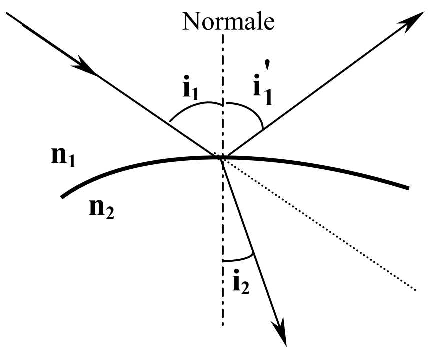
Les rayons réfléchi et réfracté sont dans le plan d'incidence (plan défini par la normale à la surface et le rayon incident).

Deuxième loi :

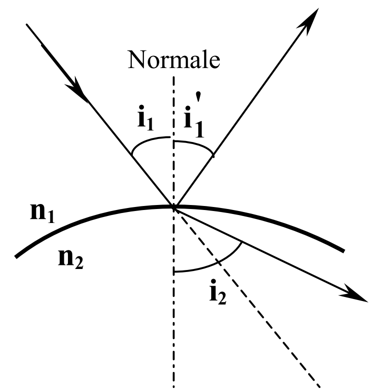
Les rayons incident et réfléchi sont symétriques par rapport à la normale $\mathbf{i'_1} = \mathbf{i_1}$.

Troisième loi :

Les directions des rayons incident et réfracté sont telles que $\mathbf{n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2}$ et sont situées de part et d'autre de la normale.



$\mathbf{n_1 < n_2}$



$\mathbf{n_1 > n_2}$

Si $\mathbf{n_1 < n_2}$, le rayon réfracté se rapproche de la normale ($\mathbf{i_2 < i_1}$).
Si $\mathbf{n_1 > n_2}$, le rayon réfracté s'écarte de la normale ($\mathbf{i_2 > i_1}$).

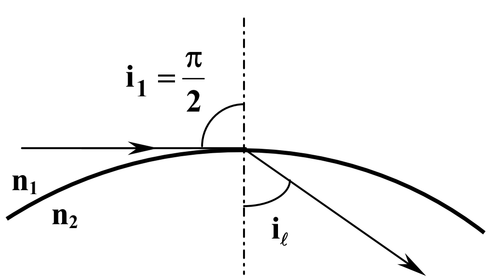
Remarque : Soit un dioptre séparant par exemple l'air d'indice $\mathbf{n_1} = 1$, d'un milieu d'indice $\mathbf{n_2}$. Si on éclaire le dioptre avec une lumière comportant plusieurs longueurs d'onde (lumière polychromatique), puisque $\mathbf{n_2}$ dépend de la longueur d'onde λ, $\mathbf{i_2}$ en dépendra également.

Applications : Dispersion de la lumière par un prisme, par des gouttelettes d'eau (arc-en-ciel).

b – Discussion

• $\mathbf{n_1 < n_2}$

Lorsque $\mathbf{i_1} \to \dfrac{\pi}{2}$, $\mathbf{n_1 \sin i_1 = n_1 = n_2 \sin i_2} \Rightarrow \mathbf{\sin i_2 = \dfrac{n_1}{n_2} < 1}$. $\mathbf{i_2}$ tend vers un angle $\mathbf{i_\ell}$ qu'on appelle angle de réfraction limite et qui est défini par $\mathbf{\sin i_\ell = \dfrac{n_1}{n_2}}$.

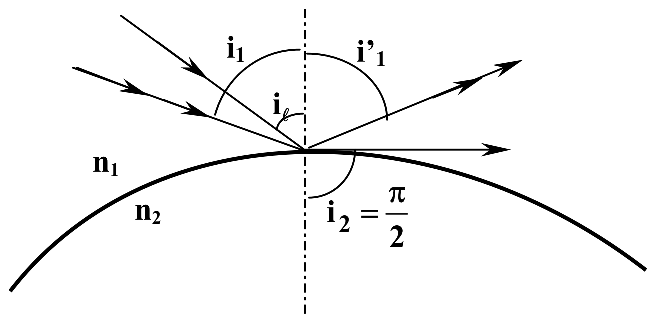


$\mathbf{i_1}$	$\mathbf{0 \to \pi/2}$
$\mathbf{i_2}$	$\mathbf{0 \to i_\ell}$

• $\mathbf{n_1 > n_2}$

La direction du rayon réfracté est définie par $\mathbf{\sin i_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin i_1}$.

Pour $\mathbf{i_1 = i_\ell}$ tel que $\mathbf{\sin i_\ell = \frac{n_2}{n_1}}$ ($\mathbf{< 1}$), $\mathbf{\sin i_2}$ vaut 1, c'est à dire $\mathbf{i_2 = \frac{\pi}{2}}$. Si $\mathbf{i_1}$ augmente encore, soit $\mathbf{\sin i_1 > \frac{n_2}{n_1}}$, on obtient $\mathbf{\sin i_2 > \frac{n_2}{n_1}\frac{n_1}{n_2} = 1}$, ce qui est impossible. Il n'existe alors pas de rayon réfracté. On dit qu'il y a réflexion totale. Cette réflexion totale suit les lois de la réflexion ($\mathbf{i_1 = i'_1}$).



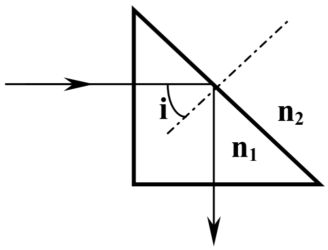
$\mathbf{i_1}$	$\mathbf{0 \to i_\ell \to \pi/2}$
$\mathbf{i_2}$	$\mathbf{0 \to \pi/2 \to}$ *(réflexion totale)*

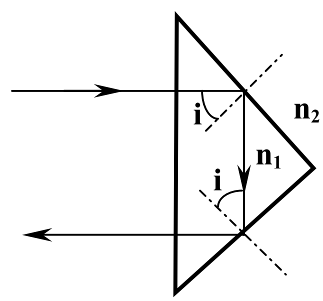
c – Applications

• Prismes à réflexion totale permettant de dévier à angle droit ou de redresser une image. Utilisés dans les jumelles ou les appareils photos dits *reflex*.

Exemple : $\mathbf{n_1 = 1{,}5\ ;\ n_2 = 1 \Rightarrow \sin i_\ell = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{1{,}5} = 0{,}666 \Rightarrow i_\ell \approx 41{,}8°}$.

Dans les cas ci-dessous **i** vaut 45° et est donc supérieur à $\mathbf{i_\ell}$, il y a réflexion totale.





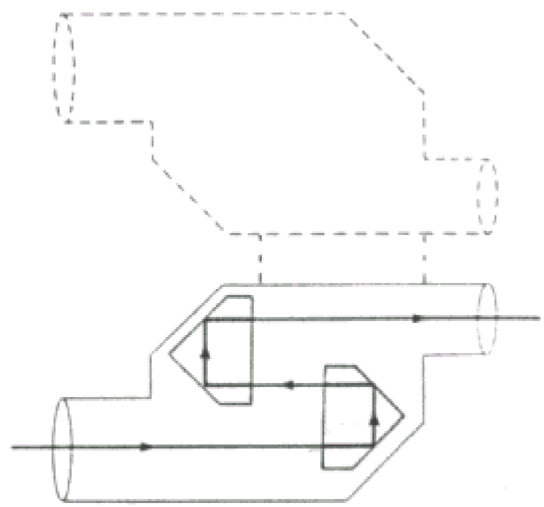
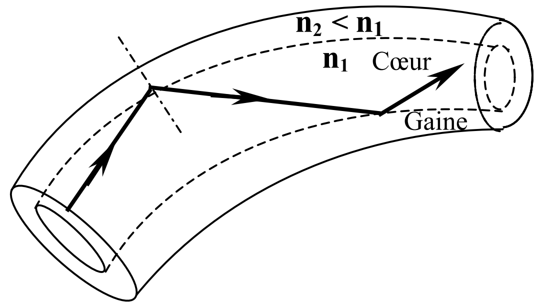


Schéma optique d'une paire de jumelles.

• Fibres optiques, guides de lumière : utilisés dans les lampes décoratives, les télécommunications, en médecine (endoscopie).

Fibre à saut d'indice:



Dans la nature, les yeux à facettes des insectes reposent sur ce principe.

<u>II SYSTEMES OPTIQUES</u>

<u>1/ Notions d'objet, d'image</u>

Un objet lumineux est un ensemble de points sources qui émettent de la lumière. Ils peuvent produire de la lumière par eux-mêmes (soleil, lampe, flamme), ce sont alors des sources primaires. Ils peuvent également la renvoyer (tout objet éclairé par le soleil), ce sont alors des sources secondaires.

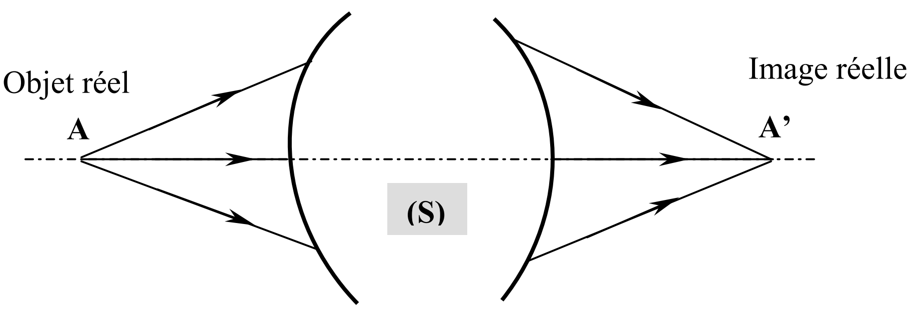
Un appareil ou <u>système optique</u> est un ensemble de milieux transparents séparés par des surfaces dioptriques ou réfléchissantes.

Soit un point <u>objet</u> **A** et un système optique (**S**). Si les rayons issus de **A** (ou se dirigeant vers **A**) traversent (**S**) et convergent vers **A'** (ou semblent issus de **A'**), **A'** est appelé <u>image</u> de **A**.

Un objet et une image peuvent être de nature réelle ou virtuelle:

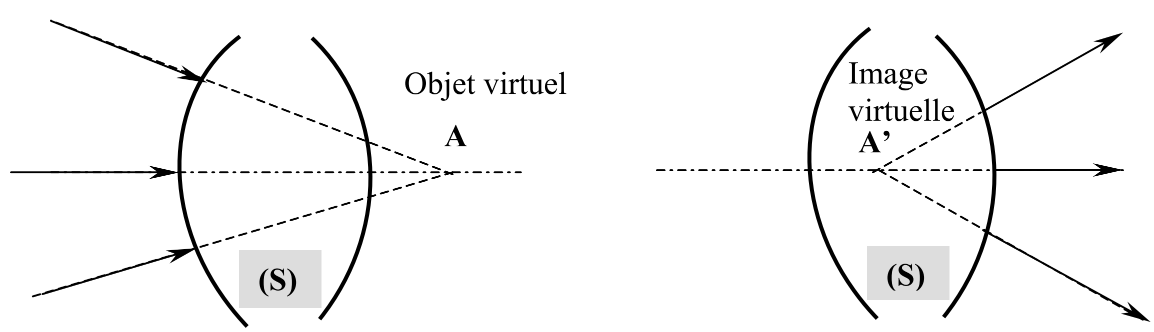
Objet réel : La lumière provient réellement de **A** (on peut toucher **A**).

Image réelle : La lumière passe effectivement par **A'** (on peut visualiser **A'** sur un écran).



Objet virtuel : **A** est le point de rencontre d'un faisceau de rayons convergents coupé par le système optique.

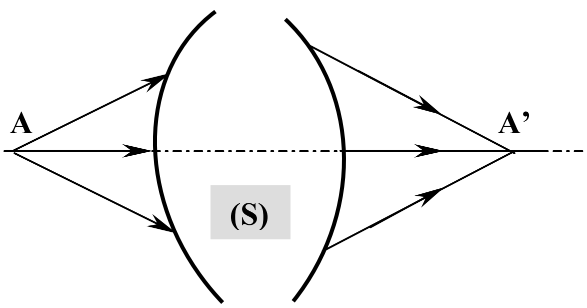
Image virtuelle : **A'** est le point d'où semblent provenir les rayons émergeant du système optique.



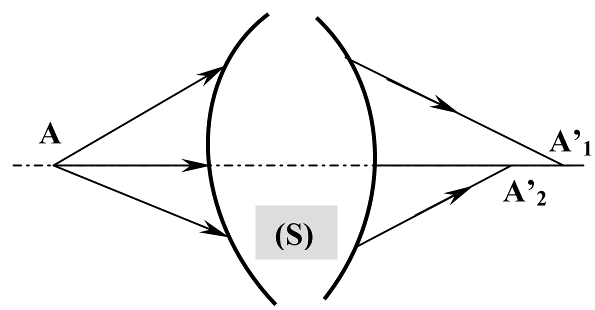
On parle également d'***espace objet réel,*** d'***espace objet virtuel,*** d'***espace image réelle,*** d'***espace image virtuelle.***

<u>2/ Stigmatisme</u>

Un système optique (**S**) est stigmatique lorsque à chaque point **A** d'un objet correspond un point **A'** de l'image. On dit que **A** et **A'** sont conjugués dans (**S**). Autrement dit, tous les rayons issus de **A** qui traversent (**S**) passent par **A'** : Il y a stigmatisme <u>absolu</u>.
On parle de stigmatisme <u>approché</u> lorsque tous les rayons passent au voisinage de A'.



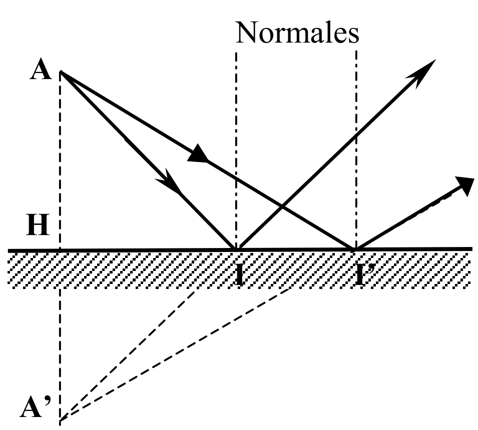
Stigmatisme absolu

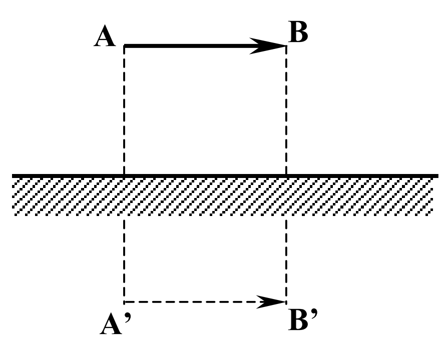


Stigmatisme approché

<u>3/ Miroir plan</u>

Soit une surface plane parfaitement réfléchissante ou un dioptre plan pour lequel on ne s'intéressera qu'au rayon réfléchi.
Tous les rayons issus de la source réelle **A** se réfléchissent en suivant la $2^{\text{ième}}$ loi de Snell-Descartes et semblent provenir de **A'**, <u>symétrique</u> de **A** par rapport au miroir. (Le triangle **AIA'** est isocèle, car les angles en **A** et en **A'** sont égaux, donc **HI** est la médiatrice de **AA**').
A' est situé derrière le miroir, c'est une image <u>virtuelle</u>.





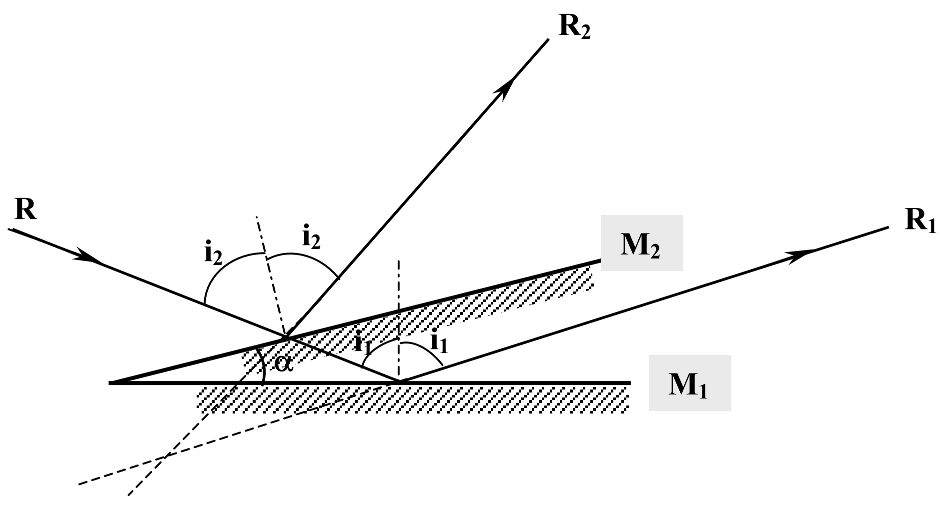
Remarques :

- Si **A** était virtuelle, l'image **A'** serait réelle. (⇔ **A** et **A'** sont de nature différente).
- **A'** est symétrique de **A** par rapport au miroir quel que soit **I** ⇒ le miroir plan est rigoureusement stigmatique.
- Si l'objet non ponctuel **AB** est parallèle au miroir, **A'** et **B'** sont respectivement symétriques de **A** et de **B** par rapport au miroir. ⇒ **A'B'** = **AB** et l'image est 'droite' (même sens que l'objet).

Grandissement transversal (algébrique) $\gamma = \dfrac{\overline{\mathbf{A'B'}}}{\overline{\mathbf{AB}}} = \mathbf{1}$

APPLICATION : Rotation d'un miroir

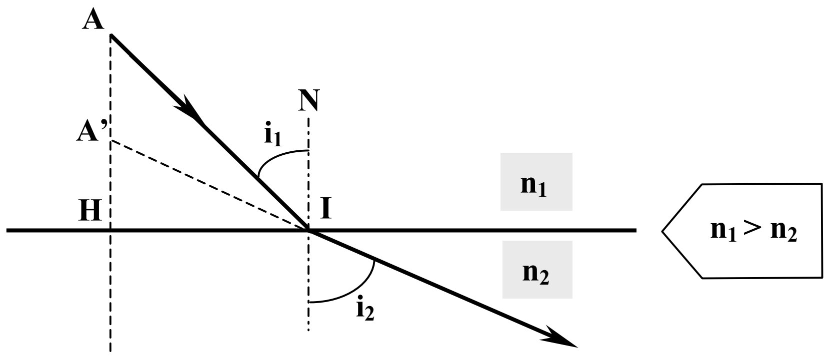
Le miroir dans sa position initiale $\mathbf{M_1}$ réfléchit le rayon incident **R** dans la direction $\mathbf{R_1}$.
Après rotation du miroir d'un angle α, le miroir dans la position $\mathbf{M_2}$ réfléchit le même rayon incident dans la direction $\mathbf{R_2}$.
L'angle entre $\mathbf{R_2}$ et $\mathbf{R_1}$ est $\mathbf{2i_1 - 2i_2 = 2(i_1 - i_2)}$. $\mathbf{i_1 - i_2}$ est l'angle entre les deux normales aux miroirs, donc $\mathbf{i_1 - i_2 = \alpha}$ et le rayon réfléchi a tourné dans le même sens que le miroir d'un angle égal à $\mathbf{2\alpha}$.



4/ Dioptre plan

C'est une surface plane dioptrique séparant deux milieux transparents homogènes d'indices $\mathbf{n_1}$ et $\mathbf{n_2}$.

a – Dioptre unique
Cherchons **A'**, image de la source ponctuelle réelle **A** . On l'obtiendra au point d'intersection de deux ou plusieurs rayons réfractés.



Choisissons un premier rayon incident en **I**, si $\mathbf{n_1 > n_2}$, le réfracté s'éloigne de la normale et $\mathbf{i_2 > i_1}$. Comme deuxième rayon, on prendra un rayon perpendiculaire à la surface (incident en **H**), il n'est pas dévié et **A'** se trouve donc au-dessous de **A**. **A'**est virtuelle.
Supposons que nous cherchions l'image à l'aide d'un autre rayon incident, en **I'** : cette image sera-t-elle confondue avec la précédente ?

On peut écrire $\mathbf{HI = HA\tan i_1 = HA'\tan i_2}$

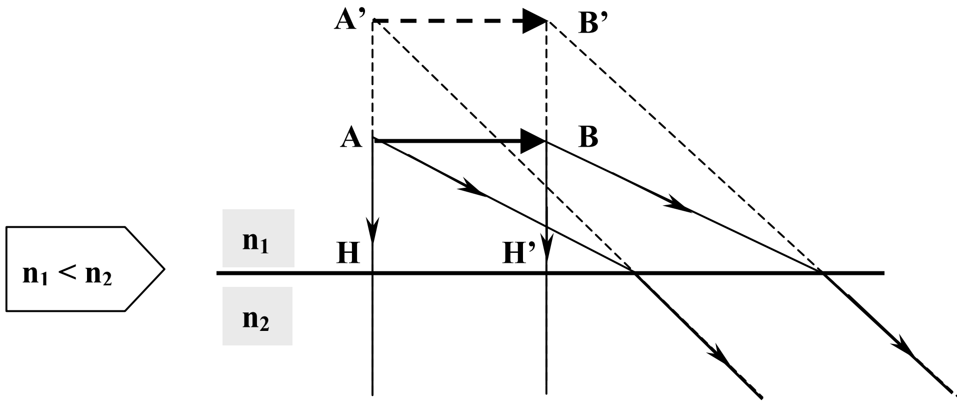
c'est à dire $\mathbf{HA' = HA\dfrac{\tan i_1}{\tan i_2} = HA\dfrac{\sin i_1}{\cos i_1}\dfrac{\cos i_2}{\sin i_2} = HA\dfrac{n_2}{n_1}\dfrac{\cos i_2}{\cos i_1}}$. Puisque, d'après la loi de Descartes, $\mathbf{i_2}$ est fonction de $\mathbf{i_1}$, on obtient $\mathbf{HA' = HA\dfrac{n_2}{n_1}\times f\left(i_1\right)}$. La position de **A'** dépend donc de $\mathbf{i_1}$, c'est à dire de la position de **I**.

<u>Le dioptre plan n'est pas rigoureusement stigmatique pour un point objet quelconque</u>.
Cas particuliers :
$\mathbf{HA = 0 \Rightarrow HA' = 0}$
$\mathbf{HA \to \infty \Rightarrow HA' \to \infty}$
Il y a stigmatisme rigoureux pour les points de la surface du dioptre et pour les points situés à l'infini.

En dehors de ces points, on peut avoir stigmatisme approché lorsque l'angle d'incidence $\mathbf{i_1}$ est faible ($\mathbf{i_1 \le 10^o}$). L'angle de réfraction $\mathbf{i_2}$ est également faible et on a alors $\mathbf{\cos i_1 \approx 1 \approx \cos i_2}$, ce qui donne $\mathbf{HA' \approx HA\dfrac{n_2}{n_1}}$, indépendant de $\mathbf{i_1}$.

Lorsque les rayons lumineux sont faiblement inclinés sur l'axe **AH**, le dioptre plan donne du point objet **A** une image **A'** quasi-ponctuelle. On est dans <u>l'approximation de Gauss</u>.

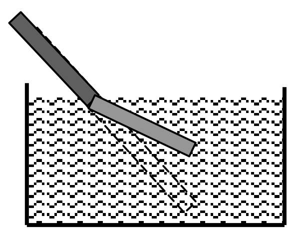
L'image d'un objet AB parallèle à la surface du dioptre, est A'B' parallèle à la surface, car **AH = BH'** et **A'H = B'H'**). Le grandissement est alors $\gamma = \dfrac{\overline{\mathbf{A'B'}}}{\overline{\mathbf{AB}}} = \mathbf{1}$.



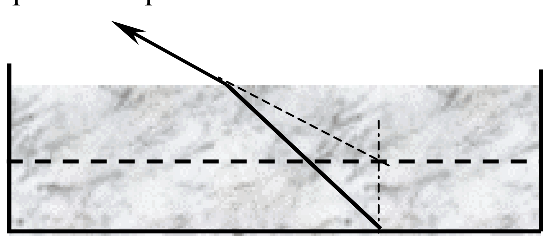
Si l'objet est perpendiculaire à la surface du dioptre, $\gamma \neq \mathbf{1}$.
L'objet et l'image sont toujours du même côté du dioptre, ils sont donc de nature différente.
Sauf avis contraire, on se placera toujours dans les conditions de Gauss (petits angles).

Remarques :
1/ Pour des raisons de clarté, on dessinera de grands angles.
2/ $\mathbf{i_1}$ étant petit, même si $\mathbf{n_1} > \mathbf{n_2}$, il n'y aura pas de réflexion totale. Il existera donc toujours un rayon transmis.

Applications : Cas du dioptre air-eau ($\mathbf{n_1} < \mathbf{n_2}$)
Un bâton plongé dans l'eau apparaît brisé.



Une piscine paraît moins profonde qu'elle ne l'est en réalité.



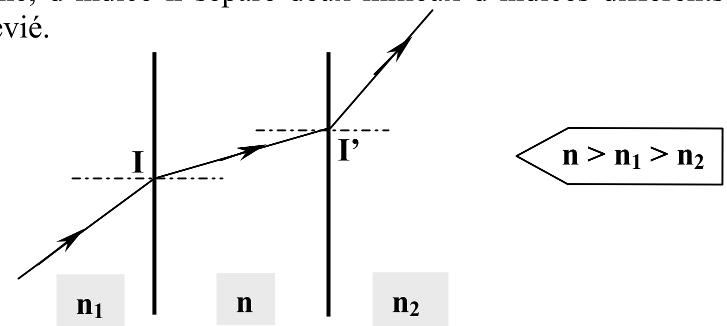
Le grandissement pour un objet parallèle au dioptre étant différent de celui pour un objet perpendiculaire au dioptre, les objets volumiques apparaissent déformés.

b – Association de dioptres plans

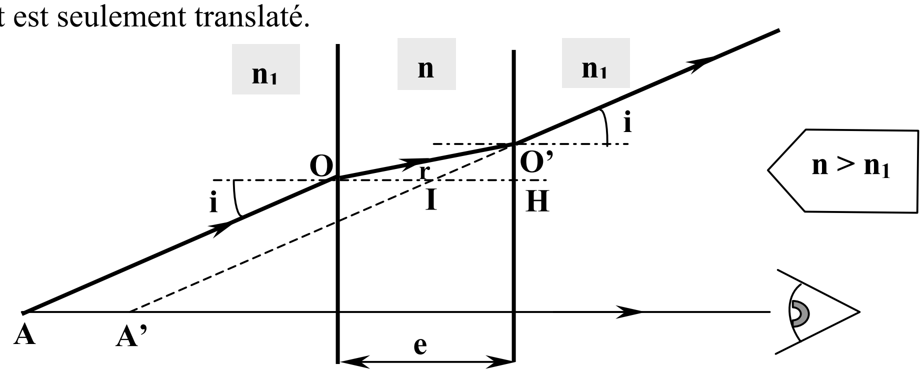
LAME A FACES PARALLELES

Ce terme désigne un milieu transparent homogène limité par deux surfaces planes parallèles.

- Dans le cas où la lame, d'indice **n** sépare deux milieux d'indices différents $\mathbf{n_1}$ et $\mathbf{n_2}$, le rayon émergent est dévié.



- Dans le cas où la lame d'indice **n** est plongée dans un milieu d'indice $\mathbf{n_1}$, le rayon émergent est seulement translaté.



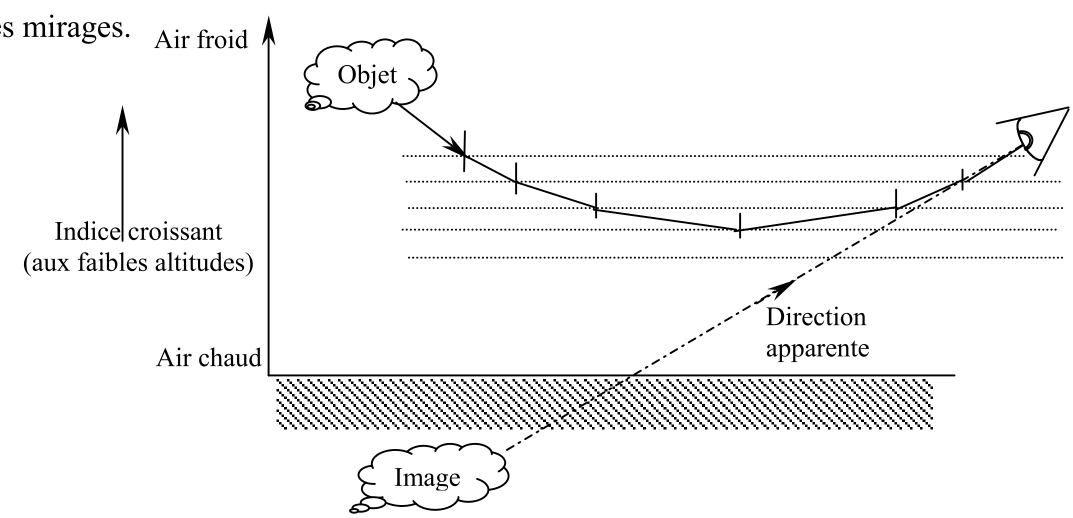
L'image **A'** d'un point objet réel **A** est virtuelle et l'on a, pour une lame d'épaisseur **e**, et pour un angle d'incidence **i** petit (approximation de Gauss) :

$$\tan i \approx i = \frac{O'H}{IH}, \text{ or } \tan r \approx r = \frac{O'H}{e} \Rightarrow IH \approx e\frac{r}{i}.$$

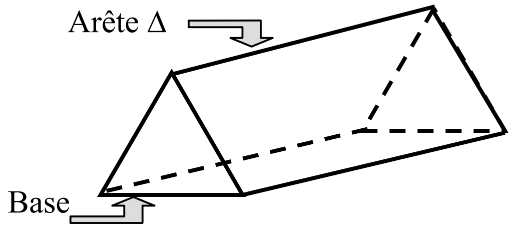
$$\text{Puisque } \mathbf{n_1 i \approx nr} \Rightarrow \mathbf{AA' = OI = OH - IH \approx e\left(1 - \frac{n_1}{n}\right)}.$$

Il n'y a stigmatisme rigoureux que si **A** est rejeté à l'infini.

• Application : les mirages.



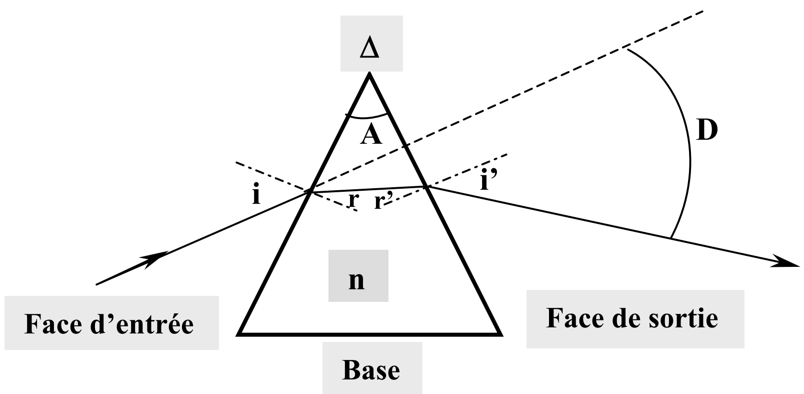
PRISME
C'est un milieu transparent homogène d'indice **n** limité par deux faces non parallèles qui font entre elles un angle qu'on appelle **A**.



Si on éclaire le prisme de façon à obtenir un rayon émergent, le rayon est dévié vers la base du prisme d'un certain angle **D**.

Pour le triangle de sommet A, on a $A + \left(\frac{\pi}{2} - r\right) + \left(\frac{\pi}{2} - r'\right) = \pi$, ce qui donne $A = r + r'$. Comme la déviation est donnée par $D = (i - r) + (i' - r')$, on obtient : $D = i + i' - A$.

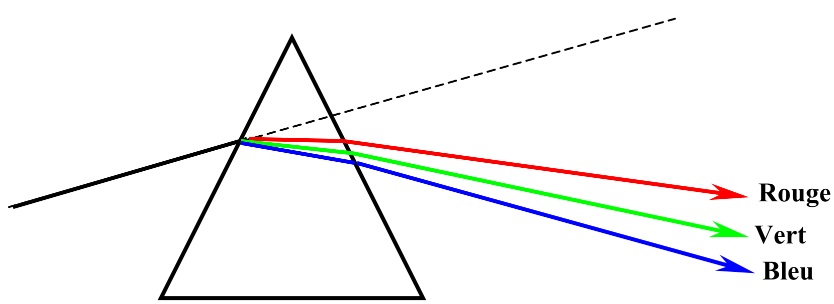
D va dépendre de l'indice **n** du milieu (puisque **r** dépend de **n**, de même que **r'** et que **i'**). Puisque **n** dépend de la longueur d'onde λ, **D** va en dépendre. On dit qu'il y a dispersion de la lumière.



On a déjà vu que la variation de l'indice de réfraction des matériaux transparents dont sont faits les prismes suit généralement la loi de Cauchy $\mathbf{n} = \mathbf{d} + \frac{\mathbf{e}}{\lambda^2}$, où **d** et **e** sont des constantes.

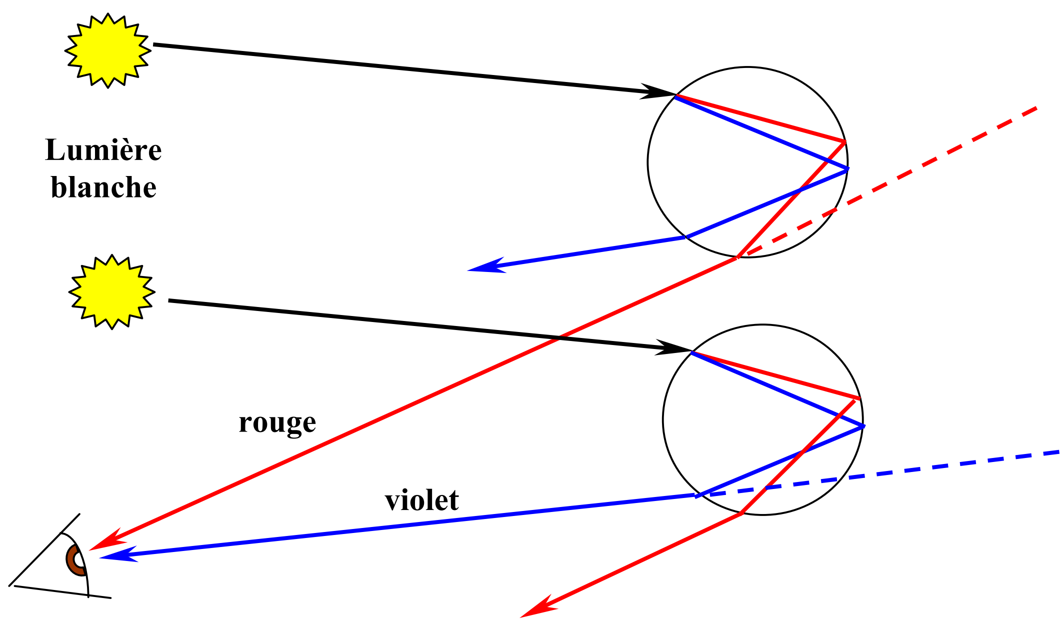
L'indice augmente donc lorsque la longueur d'onde diminue.

Par conséquent, la déviation **D** augmente lorsque λ diminue (le violet est plus dévié que le rouge).



• L'arc-en-ciel.

Documentation personnelle



5/ Lentilles minces

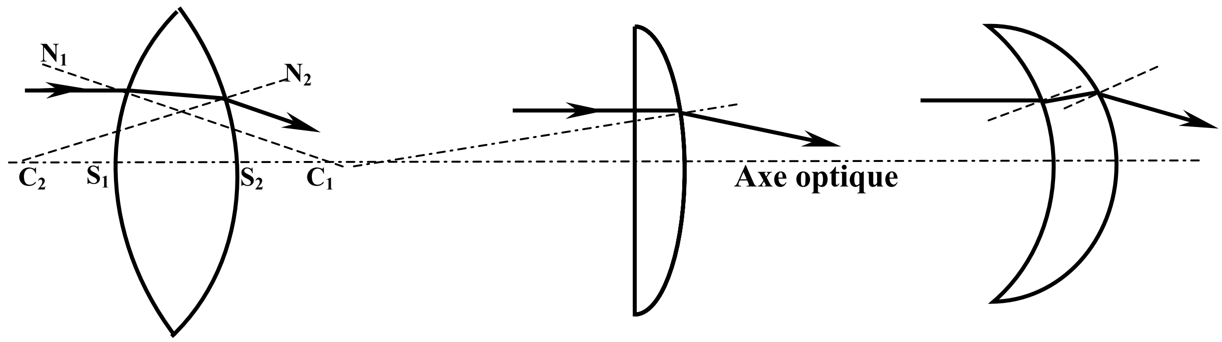
Une lentille est un système optique où le milieu transparent et homogène est limité par deux surfaces dioptriques en général sphériques. La droite qui joint les centres de ces deux sphères est appelé <u>axe optique</u> de la lentille.

On se limitera au cas où les lentilles sont plongées dans deux milieux extrêmes identiques (en général de l'air).

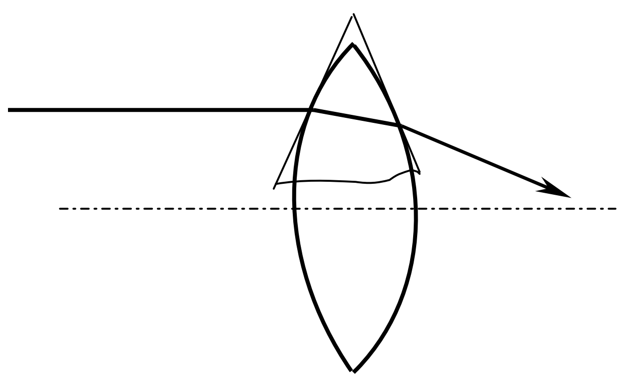
a- Les différents types de lentilles

LES LENTILLES A ‘BORDS MINCES’

Ce sont les lentilles biconvexes, plan-convexes, les ménisques convergents.

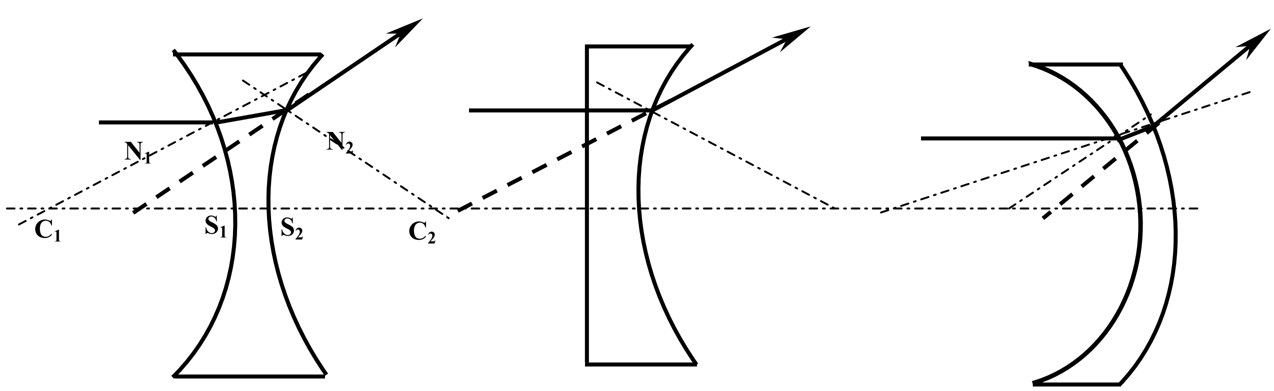


Le tracé des normales à la surface des dioptres à l’entrée et à la sortie, ainsi que l’application de la 3^{ième} loi de Descartes montrent facilement qu’un faisceau incident parallèle à l’axe optique est transformé en un faisceau convergent. Il s’agit donc de lentilles convergentes.
On peut retrouver que les lentilles à bords minces sont convergentes en construisant un prisme s’appuyant sur les faces d’entrée et de sortie, la base étant située vers le côté de l’axe optique.

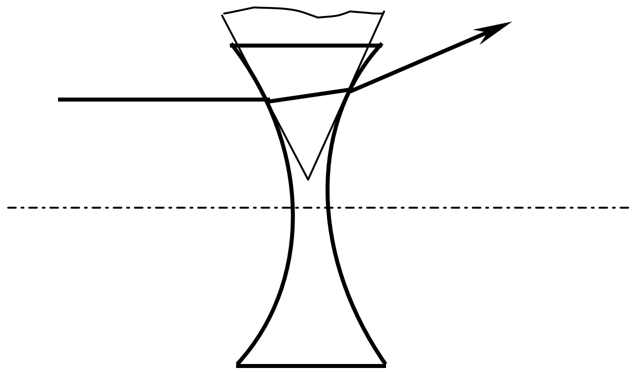


LES LENTILLES A ‘BORDS EPAIS’

Ce sont les lentilles biconcaves, plan-concaves, les ménisques divergents.



De la même façon que précédemment, on montre facilement qu'un faisceau incident parallèle à l'axe optique est transformé en un faisceau divergent. Il s'agit donc de <u>lentilles divergentes</u>.
On peut également assimiler l'ensemble des deux dioptres à un prisme, la base étant cette fois située à l'opposé de l'axe optique.



b- Les lentilles minces

1/ Définitions

Une lentille est mince si son épaisseur, distance entre les sommets des deux dioptres $\mathbf{S_1}$ et $\mathbf{S_2}$ est très petite devant les rayons de courbure $\mathbf{S_1C_1}$ et $\mathbf{S_2C_2}$ des deux dioptres.
Les sommets $\mathbf{S_1}$ et $\mathbf{S_2}$ sont pratiquement confondus, on les appelle **S**, sommet de la lentille.

On représente alors la lentille par  ou par  suivant que la lentille est à bords minces ou à bords épais.

2/ Centre optique

Au voisinage de **S**, la lentille peut être assimilée à une lame à faces parallèles très mince, donc les rayons émergents dans ce voisinage sont parallèles aux rayons incidents, et la translation étant très petite (puisque l'épaisseur de la lame est très petite), on peut considérer que les rayons passant par **S** ne sont pas translatés.
Le sommet **S** est donc un centre optique, on le note souvent **O**.

3/ Foyers – Distances focales

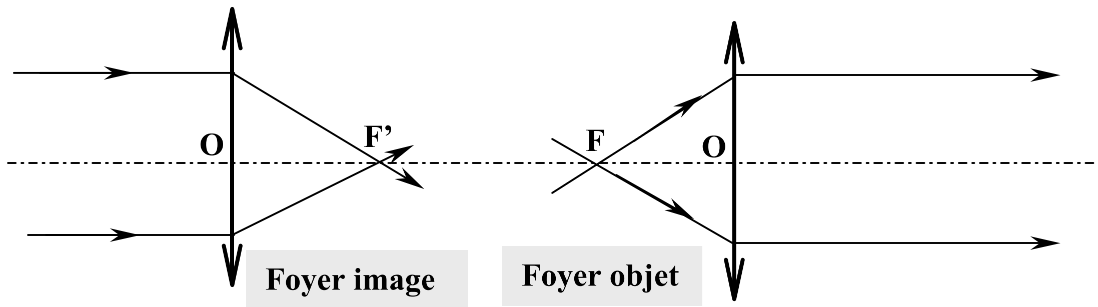
Etant donné qu'il n'y a pas en général stigmatisme rigoureux pour un dioptre plan, ni pour un dioptre sphérique (à admettre), il n'y a pas de stigmatisme rigoureux pour une lentille. On se placera donc dans les <u>conditions de Gauss</u> pour avoir un stigmatisme approché.
On remarquera qu'il y a stigmatisme rigoureux pour les points appartenant à la surface de la lentille.

FOYER IMAGE – FOYER OBJET

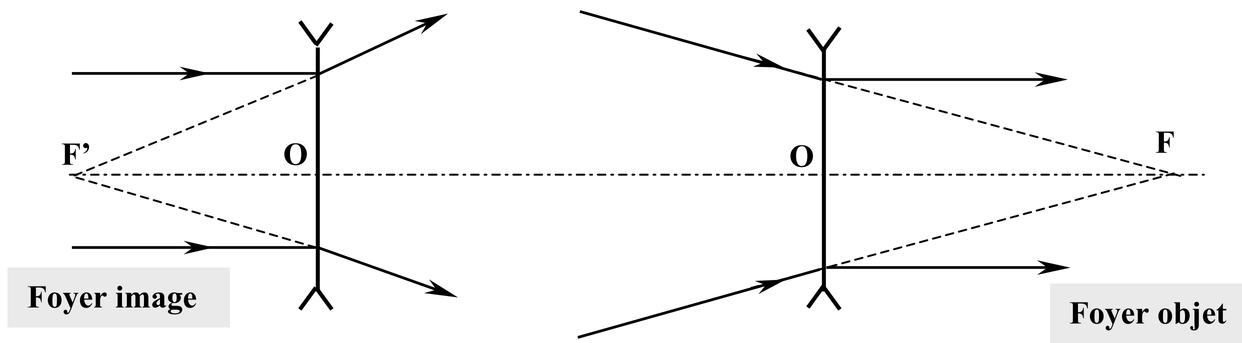
Un rayon incident parallèle à l'axe optique, après traversée de la lentille coupe l'axe optique au <u>foyer image **F'**</u>. (Ou semble provenir de **F'** si la lentille est divergente).

Un rayon émergent parallèle à l'axe optique provient d'un rayon qui coupe l'axe optique au <u>foyer objet **F**</u>. (Ou semble couper l'axe en **F** si la lentille est divergente).

Les <u>foyers</u> d'une lentille convergente <u>**sont réels**</u>.



Les <u>foyers</u> d'une lentille divergente **<u>sont virtuels</u>**.



DISTANCES FOCALES

- La distance focale image est $\mathbf{f' = \overline{OF'}}$
- La distance focale objet est $\mathbf{f = \overline{OF}}$

$\Rightarrow$ <u>Nécessité d'une convention de signe</u>.

♦On prendra un axe orienté dans le sens de propagation de la lumière incidente (souvent de la gauche vers la droite). Toutes les grandeurs seront repérées avec un signe, à partir d'une origine généralement prise en **O**.

♦Pour repérer le sens des images par rapport à celui des objets, on oriente aussi l'axe vertical (souvent vers le haut), son origine étant sur l'axe optique.

$\Rightarrow$ Pour une lentille convergente **f' > 0** et **f < 0**

$\Rightarrow$ Pour une lentille divergente **f' < 0** et **f > 0**.

Expression des distances focales

On admet la relation suivante : $\mathbf{\frac{1}{f'} = (n-1)\left(\frac{1}{\overline{OC_1}} - \frac{1}{\overline{OC_2}}\right) = -\frac{1}{f}}$ $\quad (\Rightarrow \mathbf{\overline{OF'} = -\overline{OF}})$

(On prendra garde à la convention de signe pour $\mathbf{\overline{OC_1}}$ et $\mathbf{\overline{OC_2}}$)

Remarques :

- **n** dépend de λ, donc **f'** aussi. Le foyer image dans le rouge est différent du foyer image dans le jaune, ou dans le bleu. Il existe donc ce que l'on appelle les <u>aberrations chromatiques</u>.
- On appelle souvent 'distance focale' d'une lentille, sa distance focale <u>image</u> **f '**.
- On appelle 'vergence' d'une lentille, la grandeur $\mathbf{C = \frac{1}{f\,'}}$. La distance focale **f'** s'exprimant en mètres, **C** s'exprime en $\mathbf{m^{-1}}$ ou en <u>dioptries</u> (abréviation : δ).
- **F** et **F'** sont les conjugués de points situés à l'infini, ils ne sont pas conjugués entre eux.

<u>4/ Image d'un objet étendu perpendiculaire à l'axe optique</u>

On admettra que la lentille est aplanétique : c'est à dire qu'il y a stigmatisme pour **A** et **A'** situés sur l'axe et aussi pour **B** et **B'** situés respectivement près de **A** et **A'** dans les plans de front passant par **A** et **A'**.

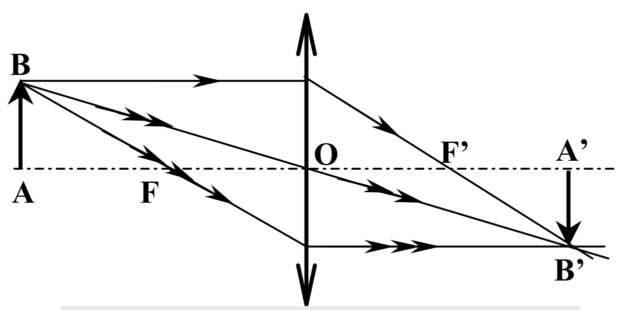
CONSTRUCTIONS

On utilise les propriétés données dans le paragraphe précédent :

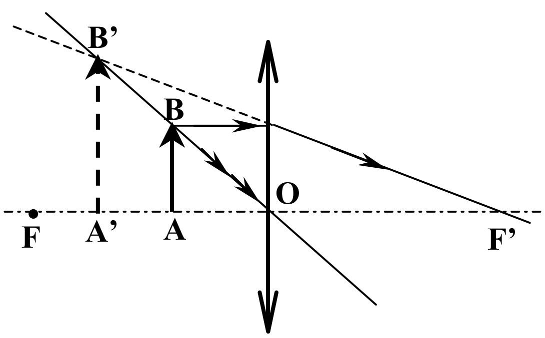
♦ Un rayon incident parallèle à l'axe sort en passant par **F'**.
♦ Un rayon incident passant par **F** sort parallèlement à l'axe.
♦ Un rayon passant par **O** n'est pas dévié.

- Deux des trois rayons suffisent pour déterminer **B'**
- **A'** s'obtient en abaissant la perpendiculaire passant par **B'**

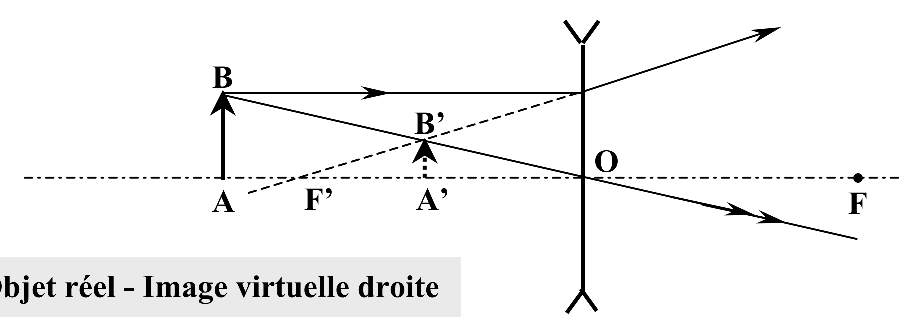
Différents cas peuvent se présenter : Objet réel, objet virtuel, image réelle, image virtuelle.
Image droite, renversée.



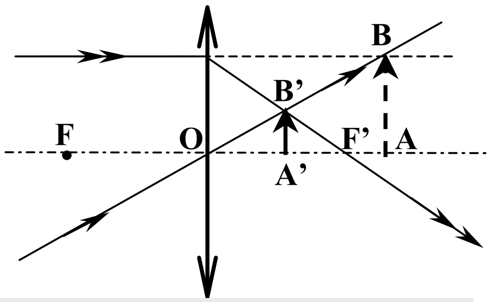
Objet réel - Image réelle renversée



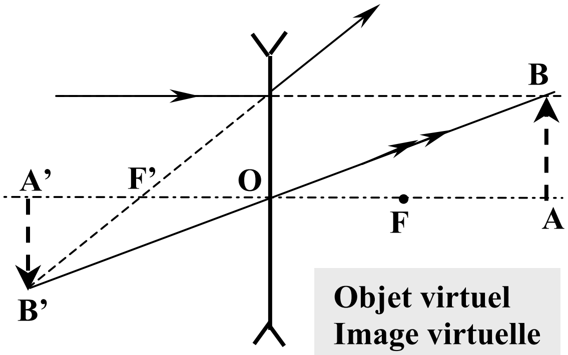
Objet réel - Image virtuelle droite



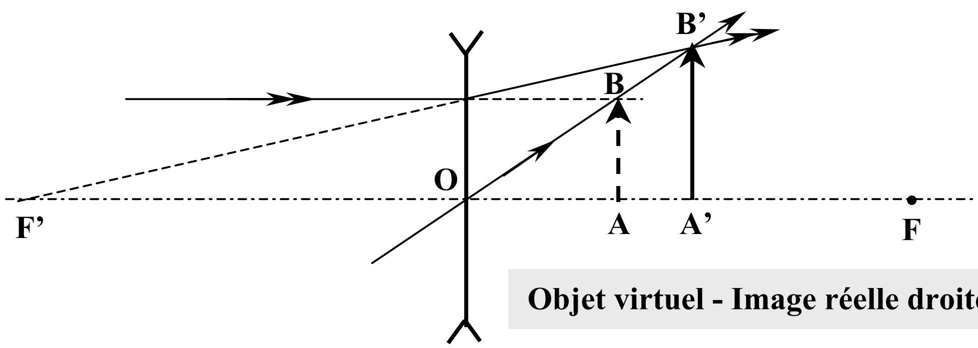
Objet réel - Image virtuelle droite



Objet virtuel - Image réelle droite



Objet virtuel
Image virtuelle
renversée



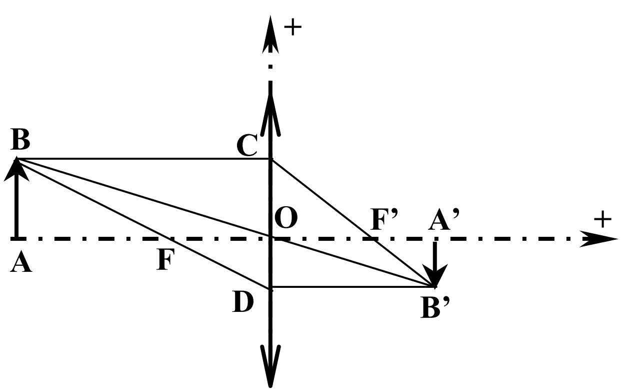
Objet virtuel - Image réelle droite

On retiendra que :

- Si l’image et l’objet sont de même nature, ils se situent de part et d’autre de la lentille, l’image est alors renversée.
- Si l’image et l’objet sont de nature différente, ils sont situés du même côté de la lentille, l’image est alors droite.

RELATIONS DE CONJUGAISON - Relient la position de l’objet à celle de l’image.

♦ Origine au centre optique.



Les relations dans les triangles semblables donnent :
$\dfrac{\overline{DO}}{\overline{FO}} = \dfrac{\overline{DC}}{\overline{AO}}$ et $\dfrac{\overline{OC}}{\overline{OF'}} = \dfrac{\overline{DC}}{\overline{OA'}}$. Une addition membre à membre permet d’écrire :

$$\left(\frac{1}{\overline{AO}} + \frac{1}{\overline{OA'}}\right)\overline{DC} = \frac{\overline{DO}}{\overline{FO}} + \frac{\overline{OC}}{\overline{OF'}} = \frac{\overline{DC}}{\overline{OF'}}$$

On obtient alors :

$$-\frac{1}{\overline{OA}} + \frac{1}{\overline{OA'}} = \frac{1}{\overline{OF'}}$$

que l’on écrit souvent : $-\dfrac{1}{p} + \dfrac{1}{p'} = \dfrac{1}{f'}$ avec $p = \overline{OA}$, $p' = \overline{OA'}$ et $f' = \overline{OF'}$

♦ Origines aux foyers.

Les relations dans les triangles semblables donnent également :

$\dfrac{\overline{FO}}{\overline{DO}} = \dfrac{\overline{FO}}{\overline{B'A'}} = \dfrac{\overline{AF}}{\overline{AB}}$ et $\dfrac{\overline{OF'}}{\overline{OC}} = \dfrac{\overline{OF'}}{\overline{AB}} = \dfrac{\overline{F'A'}}{\overline{B'A'}}$. Une multiplication membre à membre donne immédiatement : $\overline{FO}\,\overline{OF'} = \overline{AF}\,\overline{F'A'}$ ou encore, avec $\mathbf{f} = \overline{OF}$, on obtient : $\mathbf{f\,f'} = \overline{FA}\,\overline{F'A'}$

(Remarquons que $\overline{OF}\,\overline{OF'}$ est <0 et donc $\overline{FA}$ et $\overline{FA'}$ sont de signes contraires).

RELATIONS DE GRANDISSEMENT - Relient la dimension de l'objet à celle de l'image.

♦ Origine au centre optique.

On a : $\gamma = \dfrac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \dfrac{\overline{OA'}}{\overline{OA}} = \dfrac{\mathbf{p'}}{\mathbf{p}}$

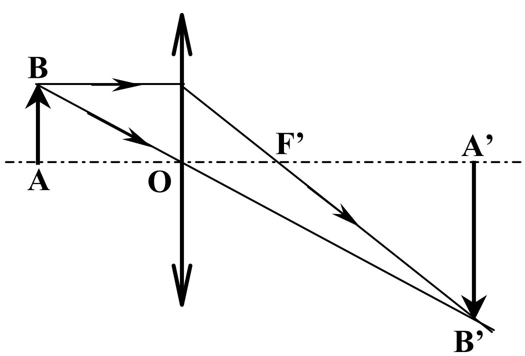
♦ Origines aux foyers (Formule de Newton).

On a : $\gamma = -\dfrac{\mathbf{f}}{\overline{FA}} = -\dfrac{\overline{FA'}}{\mathbf{f'}}$

(Remarquons que $\overline{FA}$ et $\overline{FA'}$ sont toujours de signe opposés).

♦*<u>EXERCICE 1</u>*

Comment choisir une lentille pour obtenir d'un objet réel situé à 1 mètre de la lentille, une image réelle deux fois plus grande ?



L'image est renversée

$\gamma = \dfrac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = -2 = \dfrac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$.

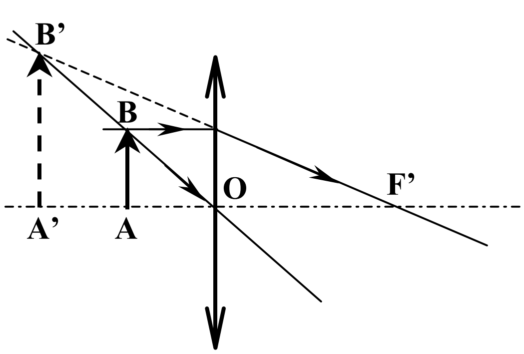
Or $\overline{OA} = -1\,\text{m} \Rightarrow \overline{OA'} = 2\,\text{m}$

$-\dfrac{1}{-1} + \dfrac{1}{2} = \dfrac{1}{\overline{OF'}} \Rightarrow \overline{OF'} = \mathbf{f'} = +\dfrac{2}{3}\,\text{m}$

La lentille est convergente.

♦*<u>EXERCICE 2</u>*

Comment choisir une lentille pour obtenir d'un objet réel situé à 1 mètre de la lentille, une image virtuelle deux fois plus grande ?



L'image est droite $\gamma = \dfrac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = +2 = \dfrac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$.

Or $\overline{OA} = -1\,\text{m} \Rightarrow \overline{OA'} = -2\,\text{m}$

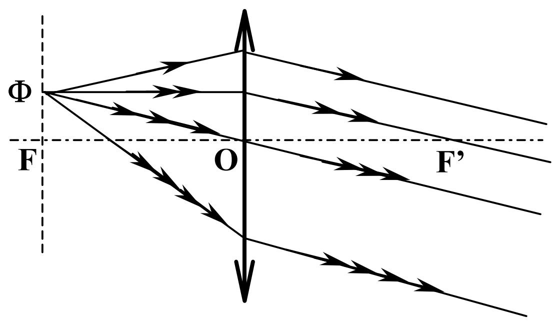
$-\dfrac{1}{-1} + \dfrac{1}{-2} = \dfrac{1}{\overline{OF'}} \Rightarrow \overline{OF'} = \mathbf{f'} = +2\,\text{m}$

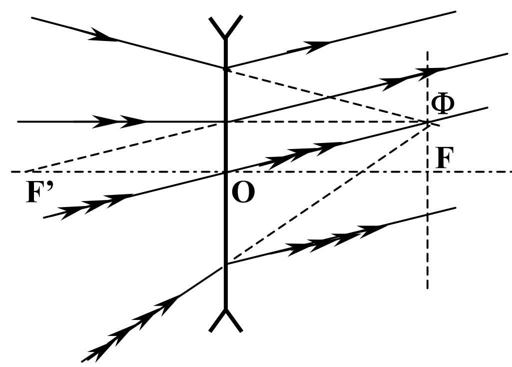
La lentille est convergente.

5/ Plans focaux – Foyers secondaires

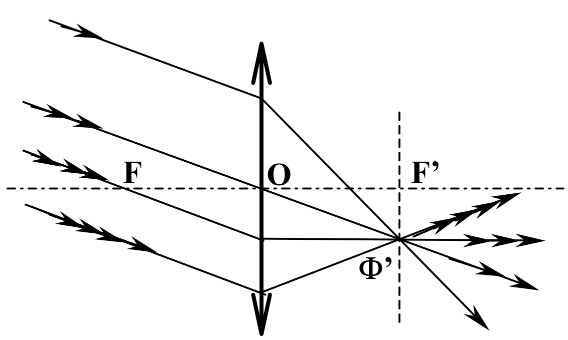
Toujours dans l'approximation de Gauss :
Les plans focaux sont des plans perpendiculaires à l'axe optique du système et passant par les foyers. Il existe donc un plan focal objet et un plan focal image. Les foyers secondaires sont des points appartenant aux plans focaux.
Propriétés :

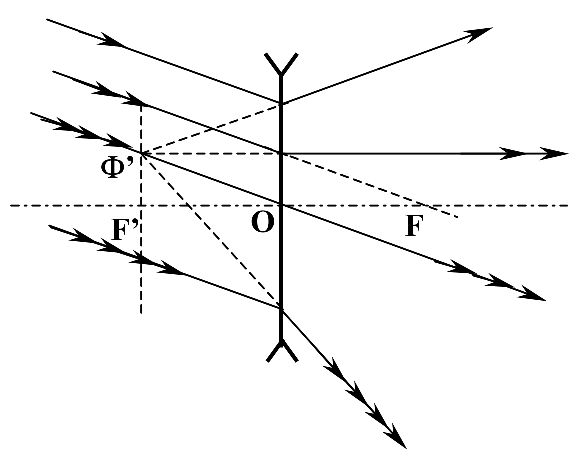
- Les rayons issus d'un même foyer secondaire objet **Φ** sortent parallèlement entre eux (et non pas parallèlement à l'axe optique, excepté si le foyer secondaire est en fait le foyer principal objet). La direction générale est donnée par un rayon qu'on sait tracer : par exemple un rayon passant par **O** (non dévié), ou un rayon parallèle à l'axe (qui convergera en **F'**).





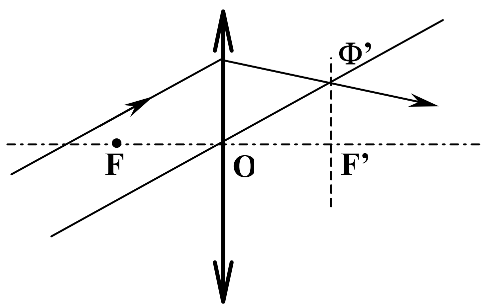
- Un faisceau incident de rayons parallèles entre eux (mais non parallèles à l'axe optique) passe, après traversée de la lentille, par un foyer secondaire image **Φ'**. La position de **Φ'** s'obtient en utilisant un rayon particulier : Un rayon passant par **O** n'est pas dévié ou un rayon passant par **F** émerge parallèlement à l'axe optique.

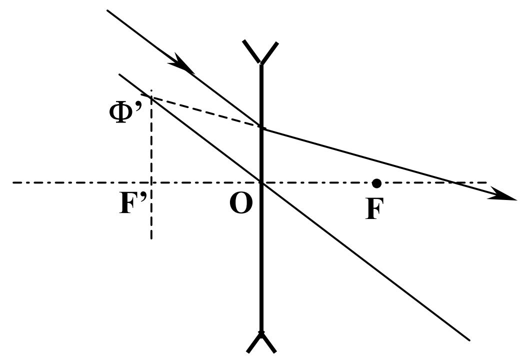




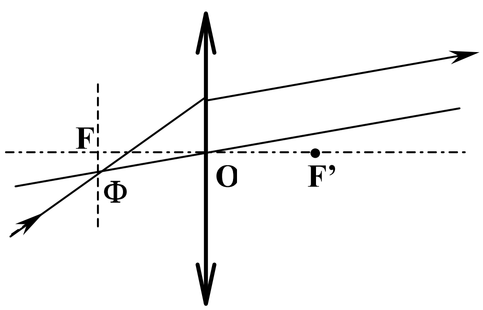
Les foyers secondaires sont intéressants pour la construction de rayons :

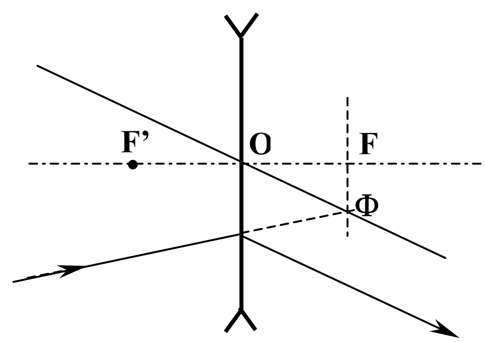
- Construction du rayon conjugué d'un rayon incident quelconque.



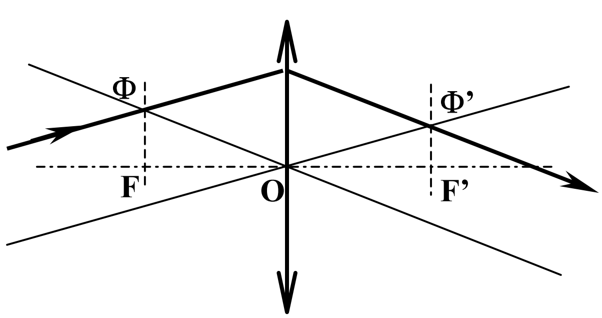


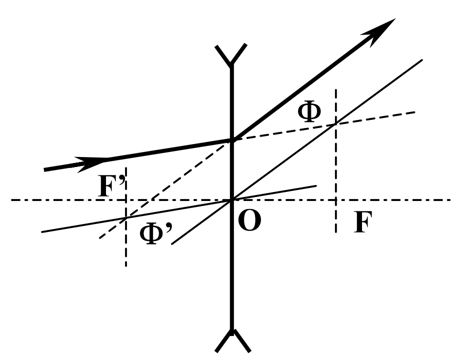
- Construction du rayon incident correspondant à un rayon émergent quelconque.





- Les foyers secondaires permettent également de déterminer les plans focaux, c'est à dire les foyers **F** et **F'**, connaissant deux rayons conjugués.





6/ Association de lentilles minces

Les relations de conjugaison que nous avons vues précédemment sont valables dans l'approximation de Gauss. Dans la pratique, les rayons lumineux ont souvent une inclinaison supérieure à 10° par rapport à l'axe optique. La solution consiste donc à interposer un diaphragme, or diaphragmer trop a pour effet de baisser la luminosité. Il faut donc se résoudre à se placer hors des conditions de Gauss, mais cela entraîne l'apparition d'aberrations de sphéricité (image et objet non homothétiques – non semblables).

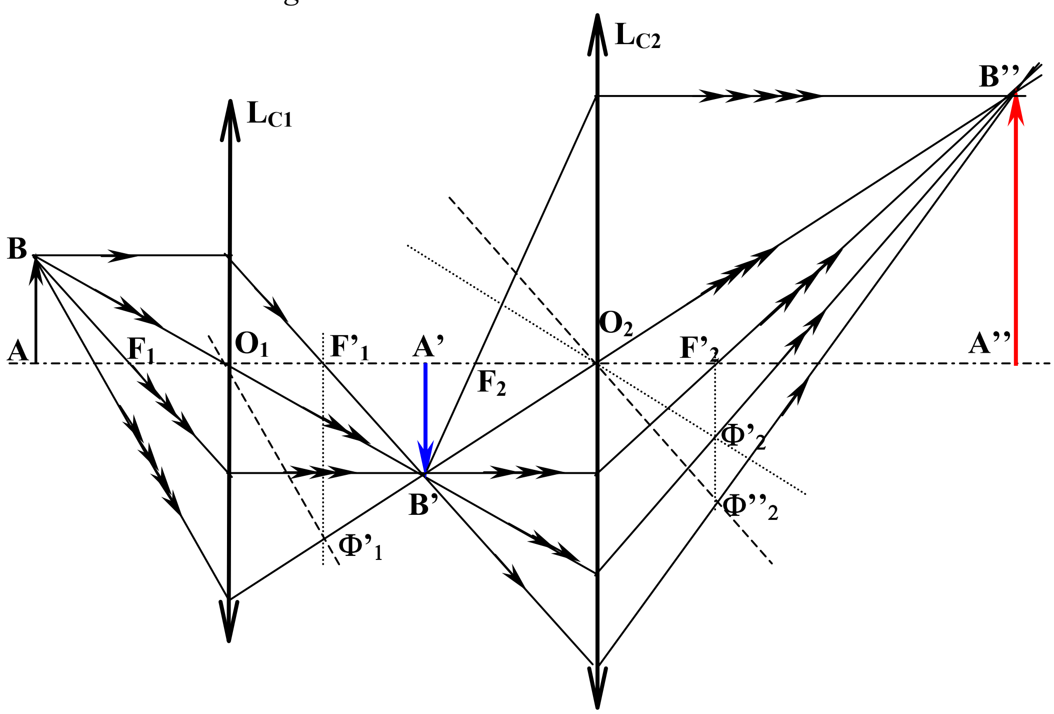
On a également vu qu'il apparaît des aberrations chromatiques lorsque l'on utilise de la lumière polychromatique : **f'** dépend de λ, donc **p' = p'(λ)**.

Pour éliminer plus ou moins correctement ces aberrations on est amené à associer les lentilles minces.

A/ SYSTEME DE DEUX LENTILLES NON ACCOLEES

De nombreuses combinaisons sont possibles. Deux cas sont présentés :

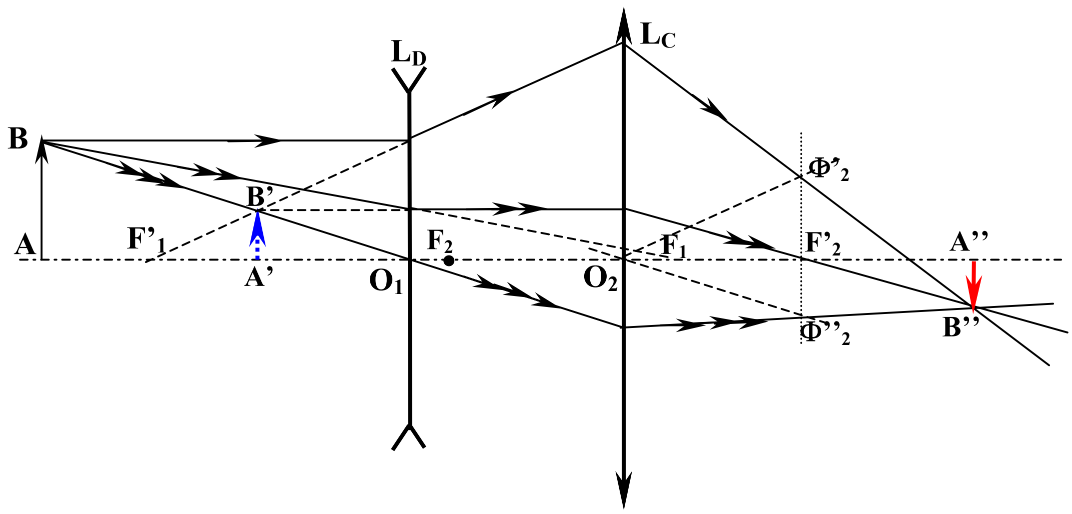
-*Deux lentilles convergentes*



L'image intermédiaire A'B' formée par la première lentille convergente est réelle et est reprise comme objet réel par la seconde lentille. Si la distance $\mathbf{O_1O_2}$ entre les deux lentilles est supérieure à $\mathbf{f'_1} + \mathbf{f'_2}$, l'image finale est réelle et droite.

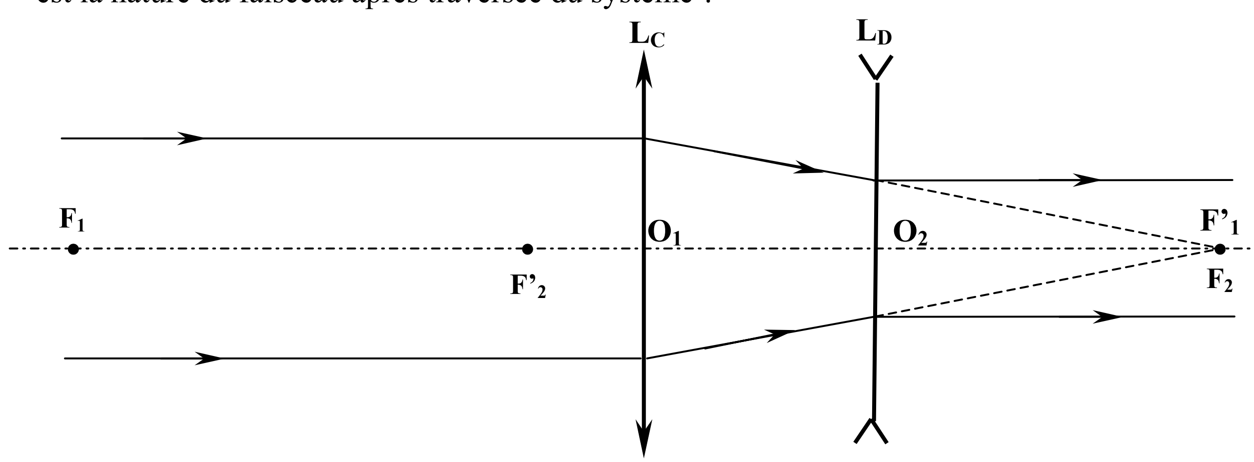
-*Une lentille divergente et une lentille convergente*

L'image intermédiaire virtuelle **A'B'** est reprise comme objet réel par la lentille convergente pour donner l'image réelle renversée **A''B''**.



Exemple : système afocal

Soient deux lentilles minces : l'une (L_C) est convergente de distance focale image $f_1^{'}$, l'autre (L_D) est divergente de distance focale image $f_2^{'}$. Les deux lentilles sont disposées sur le même axe optique de façon à ce que le foyer image de (L_C) coïncide avec le foyer objet de (L_D). Un faisceau de rayons lumineux parallèle à l'axe optique du système est envoyé sur (L_C). Quelle est la nature du faisceau après traversée du système ?



B/ LENTILLES ACCOLEES

Lorsque l'on associe plusieurs lentilles, tant que l'épaisseur totale est faible, on a :

$$\left.\begin{array}{ll} \text{Pour la } 1^{\text{ère}} \text{ lentille :} & -\frac{1}{p}+\frac{1}{p_1}=\frac{1}{f'_1} \\ \text{pour la } 2^{\text{ième}} \text{ lentille :} & -\frac{1}{p_1}+\frac{1}{p_2}=\frac{1}{f'_2} \\ \text{pour la } n^{\text{ième}} \text{ lentille :} & -\frac{1}{p_{n-1}}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f'_n} \end{array}\right\}$$

La somme membre à membre donne :

$$-\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{f'_i}$$

On a donc, pour une association de **n** lentilles accolées: $\mathbf{C}=\sum_{i=1}^{n}\mathbf{C_i}$

Exemple : La correction des aberrations chromatiques peut se faire avec un 'achromat' qui est l'association d'une lentille convergente et d'une lentille divergente d'indice différent. Par exemple : une lentille convergente en crown (verre ordinaire) d'indice **n ≈1,5** et une lentille divergente en flint (verre 'cristal' au plomb) d'indice **n ≈1,7**.

REMARQUES :
- En pratique, l'achromatisme n'est pas parfaitement réalisé sur tout le spectre visible.
- L'ophtalmologiste détermine quels verres correcteurs ordonner en accolant des verres de vergences différentes : il réalise toutes les combinaisons possibles par superposition.
- Les associations permettent d'améliorer les performances, notamment le grandissement, d'une lentille unique : par exemple le microscope ou la lunette astronomique.
- Les instruments d'optique sont souvent de conception compliquée, car ils sont corrigés des aberrations géométriques et chromatiques. Néanmoins, on peut comprendre leur fonctionnement et leurs propriétés en les assimilant à une lentille mince ou à une association de deux lentilles minces.

III LES INSTRUMENTS D'OPTIQUE

1/ Introduction

Il existe deux familles d'instruments :

- Les appareils projectifs : Ils donnent d'un objet réel ou virtuel, une image réelle que l'on recueille sur un écran. Par exemple l'appareil photographique, l'œil,..
- Les appareils oculaires : Ils donnent une image virtuelle que l'on observe à l'œil. Par exemple la loupe, le microscope, la lunette astronomique, le télescope,…

2/ L'appareil photographique

a – Formation de l'image

L'objectif est une association de plusieurs lentilles que l'on assimilera à une lentille unique, mince et convergente.
L'appareil permet d'obtenir des photographies d'un objet à l'infini jusqu'à une distance assez proche. La distance entre l'objectif et la pellicule doit être variable.

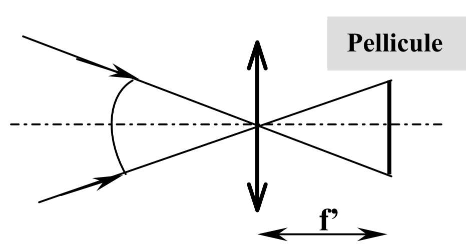
b – Choix de la distance focale

Grandissement

Du fait de la conception de l'appareil photographique, on a $\overline{\mathbf{OA'}} \approx \overline{\mathbf{OF'}}$, si bien que le grandissement $\gamma = \dfrac{\overline{\mathbf{A'B'}}}{\overline{\mathbf{AB}}} = \dfrac{\overline{\mathbf{OA'}}}{\overline{\mathbf{OA}}}$ peut s'écrire de manière approchée $\gamma \approx \dfrac{\overline{\mathbf{OF'}}}{\overline{\mathbf{OA}}} = \dfrac{\mathbf{f'}}{\mathbf{p}}$ **.** Pour obtenir un grandissement important, il faut choisir une grande distance focale **f'**. Par exemple, le téléobjectif aura une distance focale **f'** pouvant aller jusqu'à 500 mm.

Champ angulaire

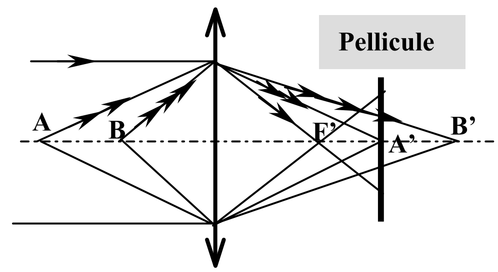
Il représente la région de l'espace observable à travers l'objectif. Si l'on désire avoir un grand champ, il faut choisir **f'** petit, ce qui entraîne un grandissement γ petit. Pour un objectif grand angle (grand angulaire) la distance focale **f'** typique est de 28 à 35 mm.



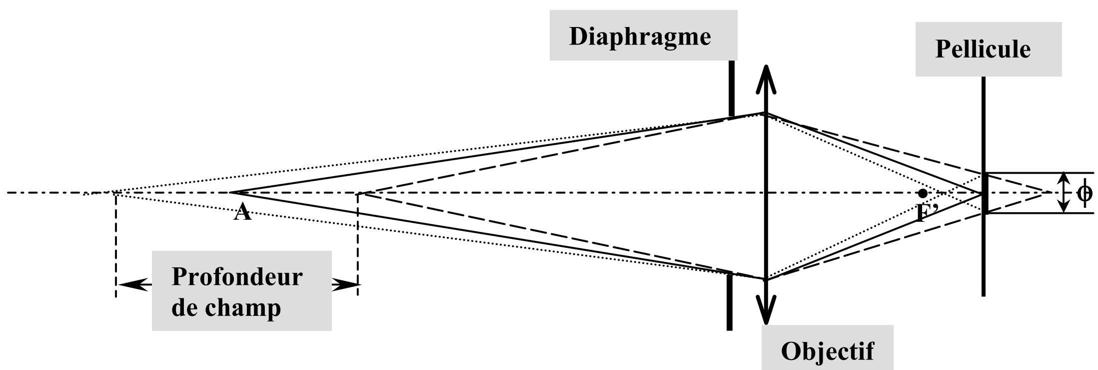
La 'focale' la plus courante pour les appareils photos est de 50 mm. Le champ angulaire est alors environ 45° (si l'on considère une dimension de pellicule de 24 ×36 mm).

c – Profondeur de champ

Supposons que l'on mette au point l'appareil photographique sur un objet ponctuel **A** situé à une distance finie (l'image de **A** est en **A'** sur la pellicule). Les images issues d'objets situés à des distances différentes ne seront pas nettes sur la pellicule. Sur la figure ci-contre, un objet ponctuel situé à l'infini a son image en **F'**, mais donne une tache sur la pellicule. De même pour l'objet **B** situé plus près que **A**.



La pellicule photographique est constituée de grains photosensibles de diamètre ϕ. Pour une position de l'objet ponctuel **A**, et donc de la pellicule, il y a un intervalle de distance autour de **A** pour lequel les images sur la pellicule auront une taille inférieure ou égale à ϕ et seront donc de qualité acceptable. Cette distance s'appelle la <u>profondeur de champ</u>.
Pour une pellicule de grain donné, la profondeur de champ dépend du diamètre **D** de l'objectif que l'on appelle <u>ouverture</u>. Cette ouverture est variable par l'intermédiaire d'un <u>diaphragme</u> (ou iris). Plus l'ouverture est faible, plus la profondeur de champ est grande.



REMARQUE :

Le nombre **n** (nombre d'ouverture) indiqué sur les appareils photographiques est relié à l'ouverture **D** par la relation $\mathbf{n = \frac{f'}{D}}$. Typiquement, **n** varie de **1** à **32**, chacun des nombres est déduit du précédent en le multipliant par $\sqrt{2}$. On obtient donc la suite:

1 – 1,4 – 2 – 2,8 – 4 – 5,6 – 8 – 11 – 16 – 22 – 32

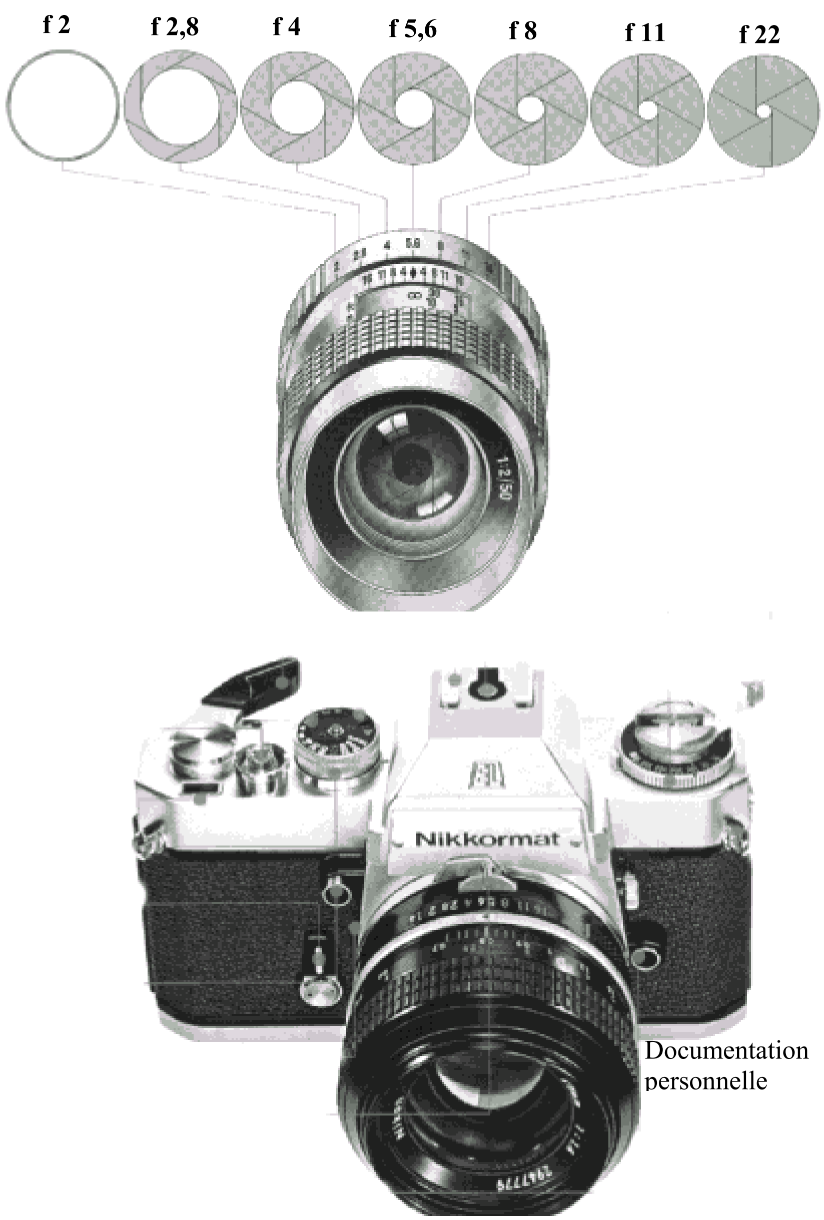
n =1 correspond à la plus grande ouverture et **n = 32** à la plus petite.

Lorsque l'on passe d'un terme à l'autre de cette suite, en ordre croissant, la surface de l'iris diminue donc d'un facteur **2**. La quantité de lumière qui pénètre dans l'appareil diminuant également d'un facteur **2**, il faut augmenter le temps de pose de ce même facteur **2** pour obtenir une photographie correcte.

Typiquement, si une pellicule nécessite, pour effectuer une photographie correctement exposée, un temps de pose de $\mathbf{t = \frac{1}{1000}\,s}$ pour **n =1**, on aura le tableau de correspondance suivant :

n	1	1,4	2	2,8	4	5,6	8	11	16	22	32
t(s)	$\frac{1}{1000}$	$\frac{1}{500}$	$\frac{1}{250}$	$\frac{1}{125}$	$\frac{1}{60}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	1

Avec une très petite profondeur de champ pour **n = 1** et une très grande pour **n = 32**.



Documentation personnelle

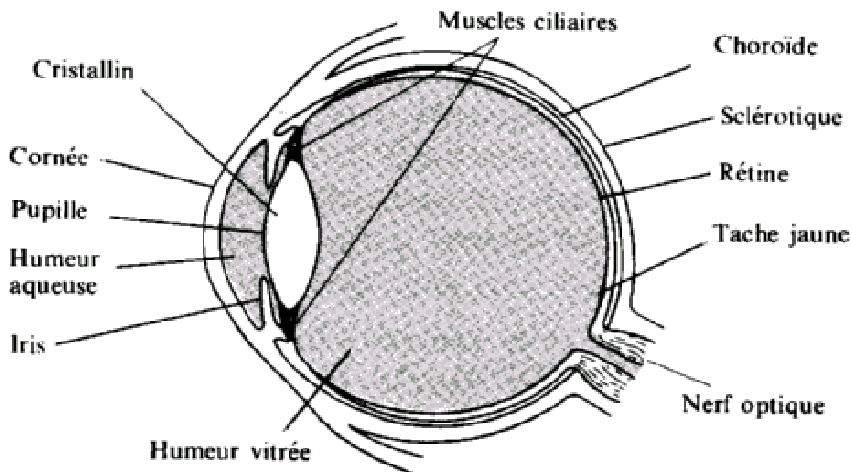
3/ L'œil

a – Description

L'œil comprend principalement :

- La cornée, qui est une membrane transparente.
- L'iris, coloré, qui fait office de diaphragme de diamètre variable.
- La pupille, qui apparaît noire, est l'ouverture du diaphragme. Son diamètre varie entre 2 et 8 mm suivant l'intensité de la lumière.
- Le cristallin, qui est une lentille biconvexe d'indice moyen dans le visible n = 1,406.
- La rétine, qui contient les cellules photosensibles (cônes et bâtonnets).
- L'humeur aqueuse et l'humeur vitrée, qui sont des milieux transparents d'indices moyens n = 1,336.

Pour qu'un objet soit vu nettement, il faut que l'image se forme sur la tache jaune.

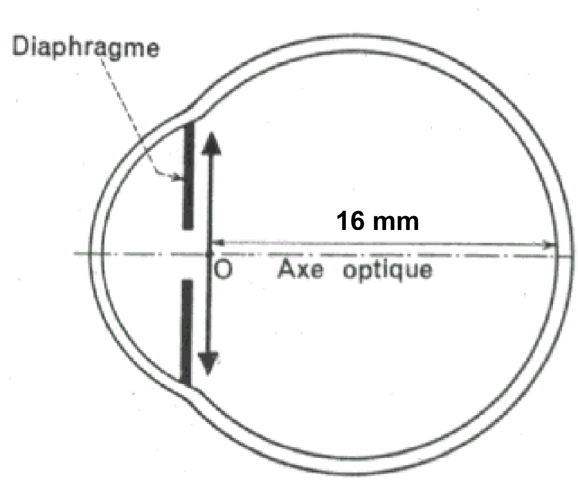


b – L'œil réduit

L'œil est donc un système complexe, pour l'étudier on peut le représenter par un système équivalent plus simple qui rend compte de ses propriétés optiques : c'est l'œil réduit.

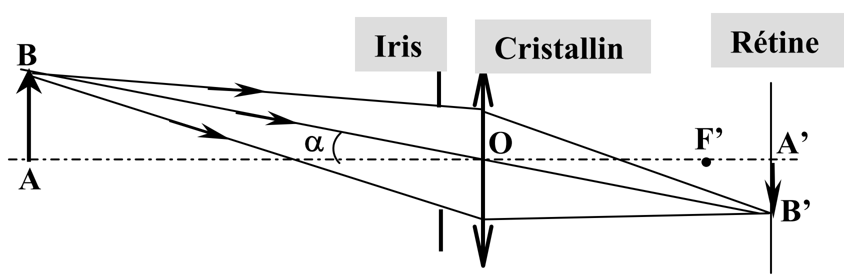
Il est constitué d'une lentille convergente de distance focale variable, plus ou moins diaphragmée, et dont la distance au fond de l'œil est d'environ **16 mm**. Pour un œil normal au repos, la vergence de cette lentille est **c = 62,5 δ.**

Schéma de l’œil réduit

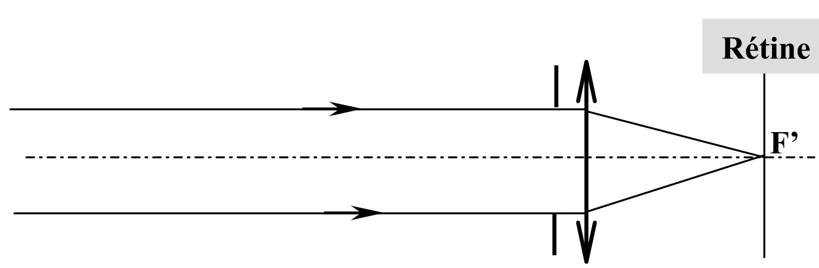


Remarques :

- Pour qu’un objet soit vu nettement, il faut que l’image se forme sur la tache jaune, il faut donc que l’objet se situe au voisinage de l’axe optique et possède un faible diamètre apparent α.
- L’image est réelle, puisque située sur la rétine, renversée si l'objet est réel (elle serait droite si l'objet était virtuel).



- Quelle que soit la distance OA, la distance OA’ est constante, donc la distance focale de l’œil réduit doit varier avec la position de l’objet (voir la relation de conjugaison $-\frac{1}{\overline{\mathbf{OA}}}+\frac{1}{\overline{\mathbf{OA'}}}=\frac{1}{\overline{\mathbf{OF'}}}$).
- Pour un œil <u>normal au repos</u>, l’image d’un objet situé à l’infini est <u>nette</u>, car le plan focal image de l’œil coïncide avec la rétine.



c – Accommodation

Lorsque l'objet vient à distance finie, le cristallin se bombe sous l'action des muscles ciliaires et la distance focale de l'œil diminue (le cristallin devient plus convergent) de façon que l'image puisse se former sur la rétine. C'est le phénomène d'accommodation.

Cette accommodation a des limites car le cristallin ne peut pas augmenter trop sa vergence : La plus petite distance à laquelle l'œil peut voir un objet net est la distance minimum de vision distincte.

L'objet est alors situé au ***Punctum proximum*** $\mathbf{P_P}$.

Pour un adulte jeune, le $\mathbf{P_P}$ est à environ 25 cm, pour un enfant, il est à $\approx$ 8 à 10 cm, pour une personne plus âgée ($\approx$ 40 ans), il est situé à $\approx$ 35 à 40 cm.

On appellera $\mathbf{d = \overline{OP_P}}$.

Le point de l'axe optique le plus éloigné possible que l'œil au repos voit nettement est le ***Punctum remotum*** $\mathbf{P_R}$. On appellera $\mathbf{D = \overline{OP_R}}$.

Pour un œil normal, on a vu que $\mathbf{D \to -\infty}$.

On appelle pouvoir d'accommodation $\mathbf{A = C_{P_P} - C_{P_R}}$ (en dioptries) où $\mathbf{C_{P_P}}$ et $\mathbf{C_{P_R}}$ sont les vergences du cristallin quand il met au point respectivement sur $\mathbf{P_P}$ et sur $\mathbf{P_R}$.

Puisque $\mathbf{C_{P_P} = \frac{1}{f'} = -\frac{1}{\overline{OP_P}} + \frac{1}{\overline{OR}}}$ et $\mathbf{C_{P_R} = \frac{1}{f''} = -\frac{1}{\overline{OP_R}} + \frac{1}{\overline{OR}}}$ où $\mathbf{\overline{OR}}$ est la distance du centre optique du cristallin à la rétine, on obtient immédiatement : $\mathbf{C_{P_P} - C_{P_R} = -\frac{1}{\overline{OP_P}} + \frac{1}{\overline{OP_R}} = -\frac{1}{d} + \frac{1}{D} = A}$.

On appelle aussi **A** l'amplitude dioptrique d'accommodation.

$\mathbf{A = -\frac{1}{d}}$ si le $\mathbf{P_R}$ est à l'infini.

En général, **A** diminue avec l'âge, mais est la même quelque soit le type d'œil (normal, myope,…).

d – Profondeur de champ

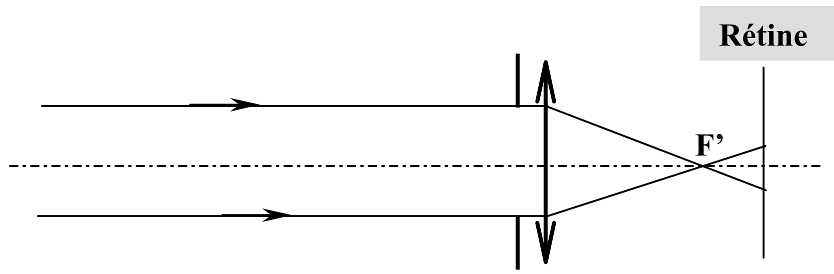
L'œil est capable de *voir nettement* simultanément des objets situés à des distances différentes. L'explication est la même que pour l'appareil photographique :

- Le rôle de la pellicule est joué ici par la rétine et le grain de la pellicule est remplacé par les cellules sensibles que sont les cônes et bâtonnets. Si l'image d'un point est une tâche qui ne couvre qu'une seule cellule, l'image est perçue comme étant ponctuelle. Deux points d'un objet peuvent être distingués si leurs images se forment sur deux cellules distinctes (en fait, il faut même une cellule entre deux).
- Le diaphragme est ici l'iris : plus il est fermé, plus la profondeur de champ est grande. Etant donné que le diamètre de l'iris dépend de la quantité de lumière incidente, on voit plus nettement en pleine lumière.

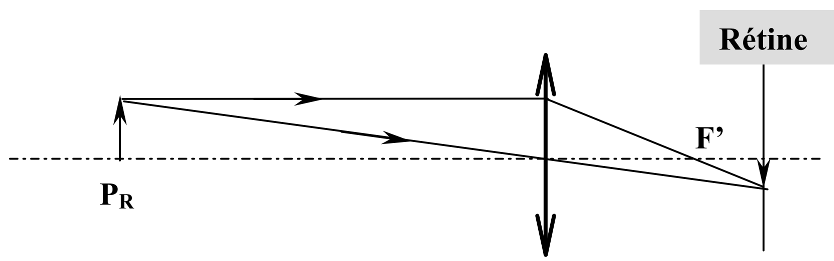
e – Défauts de vision

1/ LA MYOPIE

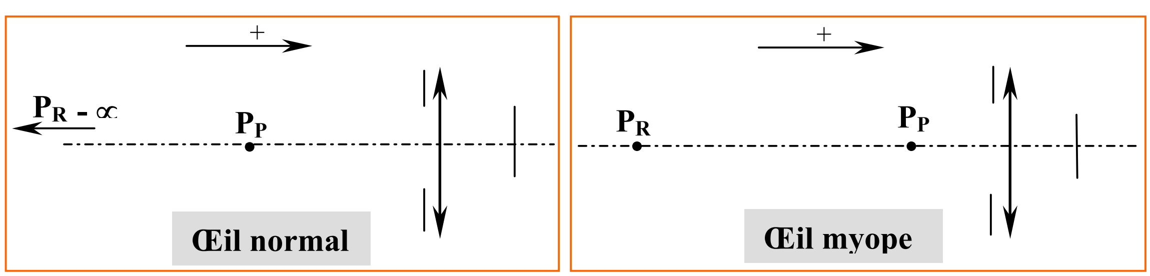
Un œil myope est <u>trop convergent</u> : Au repos, pour la vision à l'infini, son foyer image est en avant de la rétine. L'œil est *trop long*.



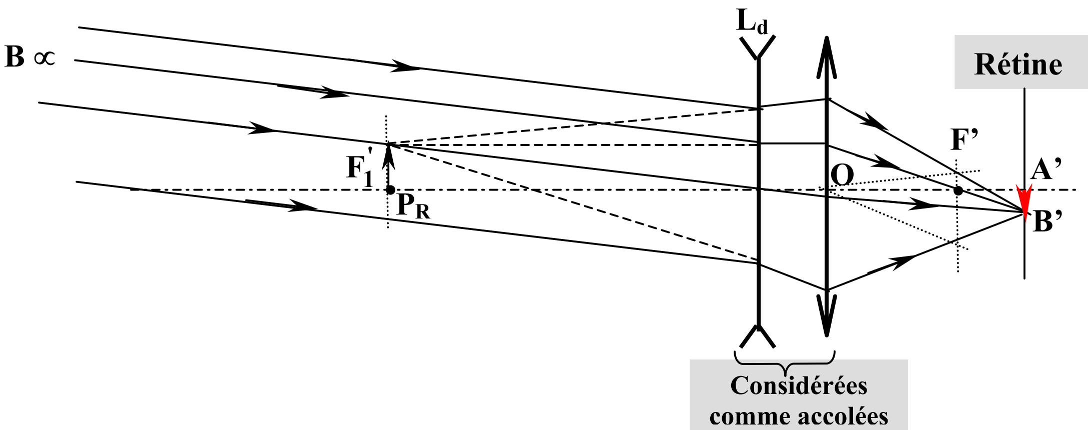
Il ne peut voir nettement qu'en rapprochant l'objet. Son ***Punctum remotum*** $\mathbf{P_R}$ est à distance finie.

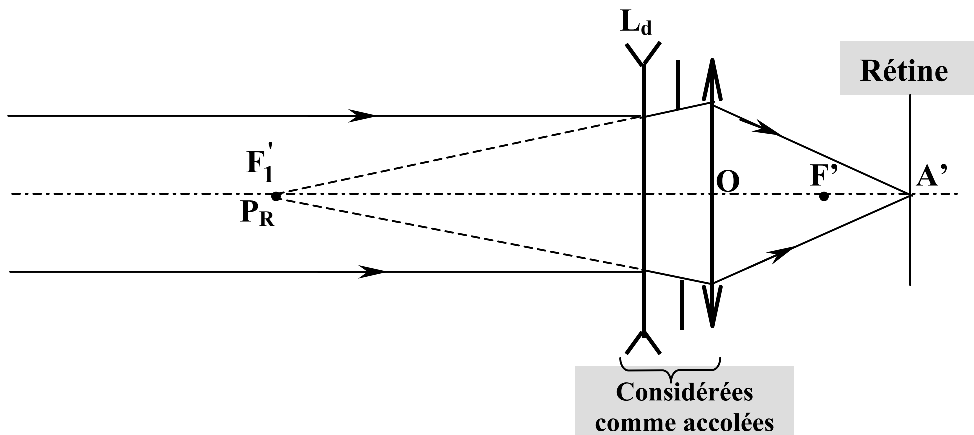


L'amplitude dioptrique d'accommodation $\mathbf{A_m}$ pour l'œil myope étant à peu près la même que $\mathbf{A_n}$, celle d'un œil normal, on a :
$-\frac{1}{d_n}+\frac{1}{D_n}=-\frac{1}{d_m}+\frac{1}{D_m}$, ou encore $\frac{1}{d_m}-\frac{1}{d_n}\approx\frac{1}{D_m}$ (<0) (puisque $D_n \approx -\infty$). Ceci entraîne $d_m > d_n$. Le ***Punctum proximum*** $\mathbf{P_P}$ est donc plus près (puisque d_m et d_n sont négatifs).



On corrige la myopie en plaçant devant l'œil une lentille divergente $\mathbf{L_d}$ dont le foyer image $\mathbf{F'_1}$ est placé en $\mathbf{P_R}$. L'image à travers le verre correcteur d'un objet situé à l'infini est virtuelle et située en $\mathbf{P_R} \Rightarrow \mathbf{f'_1} = \mathbf{D}\,(< 0)$.

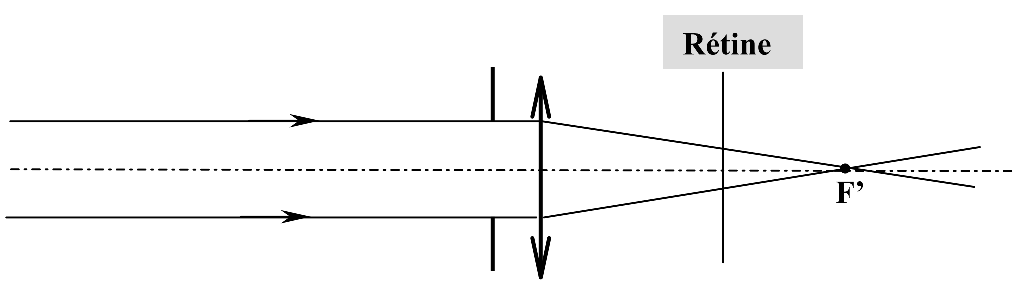




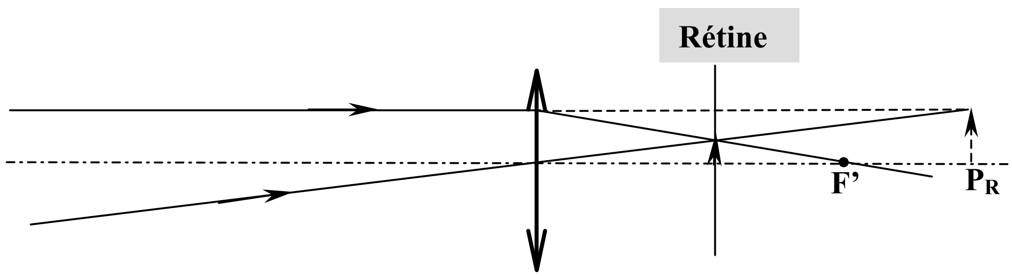
2/ L'HYPERMETROPIE

L'œil n'est <u>pas assez convergent</u> : Au repos, pour la vision à l'infini, son foyer image est derrière la rétine. L'œil est *trop court*.

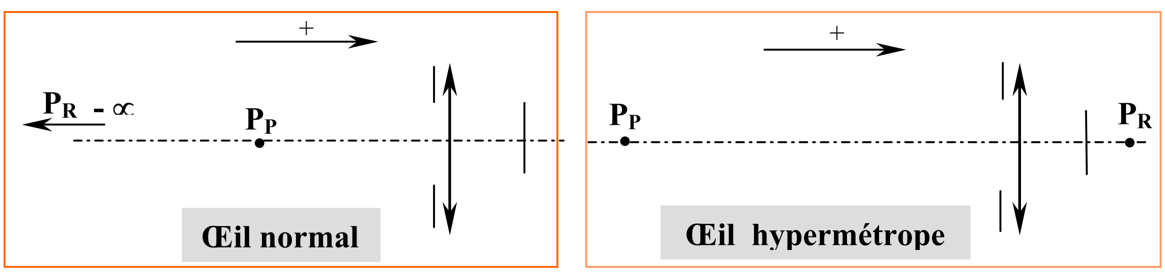
L'œil ne peut pas voir un objet réel sans être constamment obligé d'accommoder.



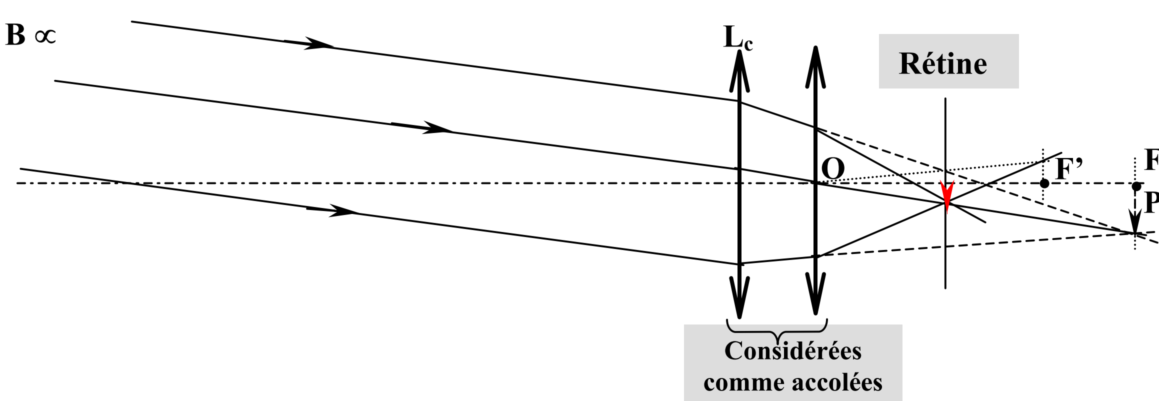
Sans accomoder, pour obtenir une image sur la rétine qui est en avant de **F’**, il faut un objet virtuel, le ***Punctum remotum*** $\mathbf{P_R}$ est donc virtuel.

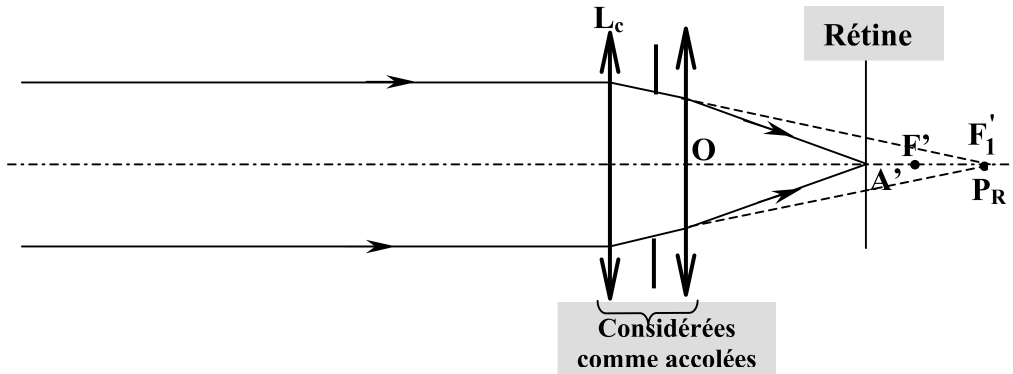


Le pouvoir d’accommodation étant toujours à peu près le même que pour un œil normal ($\mathbf{A_n}$=$\mathbf{A_h}$), on a $\mathbf{\frac{1}{d_h}-\frac{1}{d_n}\approx\frac{1}{D_h}\ (>0)}$. Ceci entraîne $\mathbf{d_h < d_n}$ c’est à dire que le ***Punctum proximum*** $\mathbf{P_P}$ est plus éloigné (puisque $\mathbf{d_h}$ et $\mathbf{d_n}$ sont négatifs).



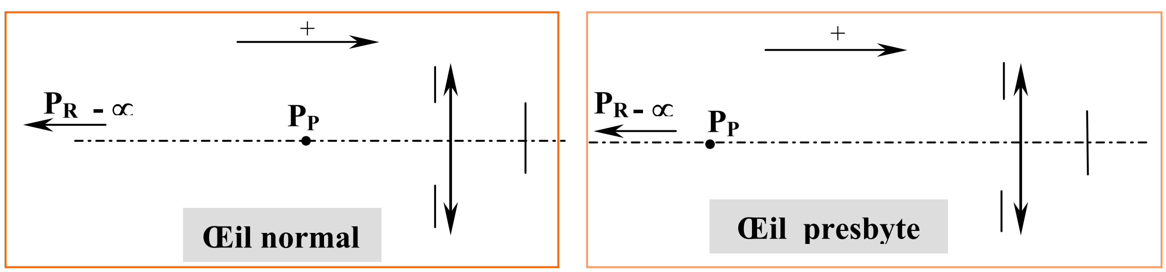
On corrige l’hypermétropie en plaçant devant l’œil une lentille convergente $\mathbf{L_c}$ dont le foyer image $\mathbf{F_1'}$ est placé en $\mathbf{P_R}$.



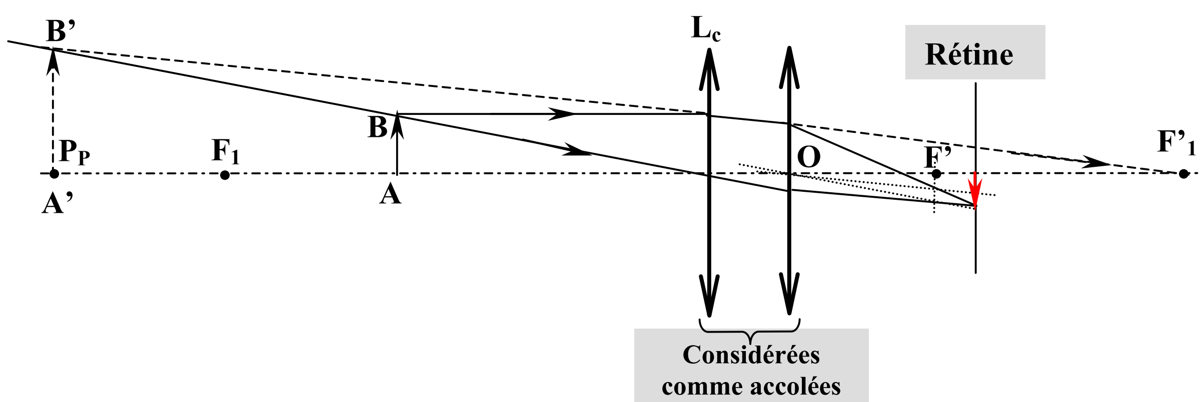


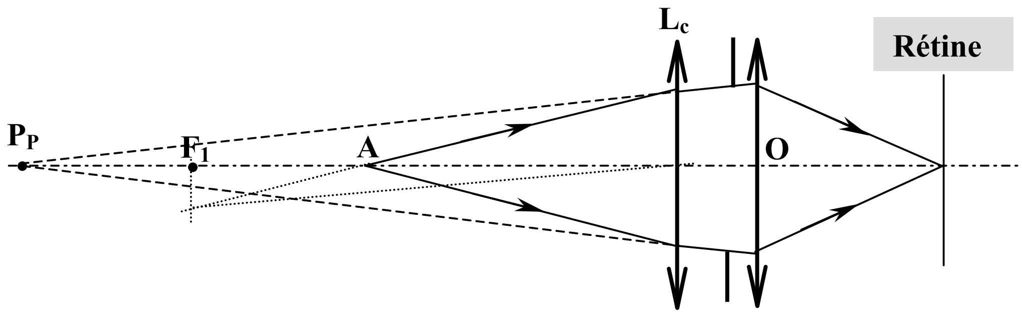
3/ LA PRESBYTIE

Avec l'âge, l'œil perd ses capacités d'accommodation (**$A_p \neq A_n$**). Le ***Punctum remotum*** ne bouge pas, mais le ***Punctum proximum*** s'est éloigné car la distance focale minimum du cristallin a augmenté (le cristallin ne peut plus se bomber suffisamment).



Si l'on souhaite observer un objet **AB** situé plus près que **P_P**, il faut rajouter une lentille correctrice convergente **L_c**. La lentille doit être telle que l'image **A'B'** de l'objet **AB** soit au **P_P** de l'œil non corrigé.

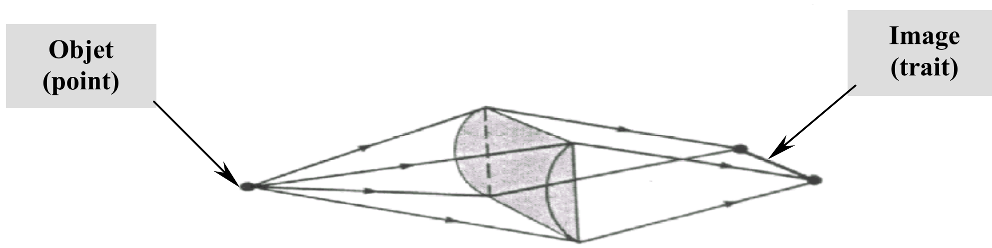




Puisque le pouvoir d'accommodation de l'œil corrigé reste inchangé, le $\mathbf{P_R}$ de l'œil corrigé se rapproche. Les lunettes correctrices sont alors souvent des demi-verres : l'utilisateur regarde au travers ou non selon qu'il désire voir de près ou de loin.

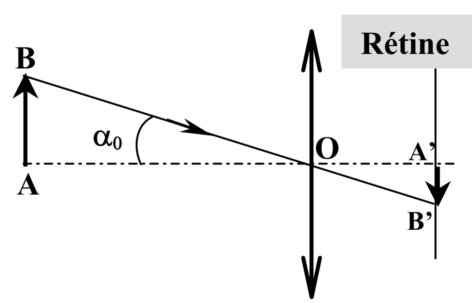
4/ L'ASTIGMATISME

L'œil astigmate n'a pas la symétrie de révolution autour de l'axe optique. De même qu'une lentille cylindrique donne d'un objet ponctuel une image sous forme d'un petit trait, l'image par l'œil d'un point objet est un petit trait. On corrige ce défaut avec une lentille cylindrique.



f – Pouvoir séparateur de l'œil

Soit **A'B'** l'image rétinienne nette d'un objet **AB (**situé à une distance supérieure à **d**, position du ***Punctum proximum***) de diamètre apparent α. L'œil distingue les points **A** et **B** si **A'** et **B'** sont sur des cellules sensibles séparées par au moins une cellule.
Etant donnée la dimension des cellules, la distance entre **A'** et **B'** doit être supérieure ou égale à **46 10^{-4}** mm.



$$\tan\alpha_0 = \frac{A'B'}{OA'} \approx \frac{46\,10^{-4}}{16} \approx 3\,10^{-4}\ \text{rd} \approx \alpha_0 \approx 1'$$

Le pouvoir séparateur de l'œil (ou limite de résolution angulaire) est donc de l'ordre de **3 10^{-4}** radians.

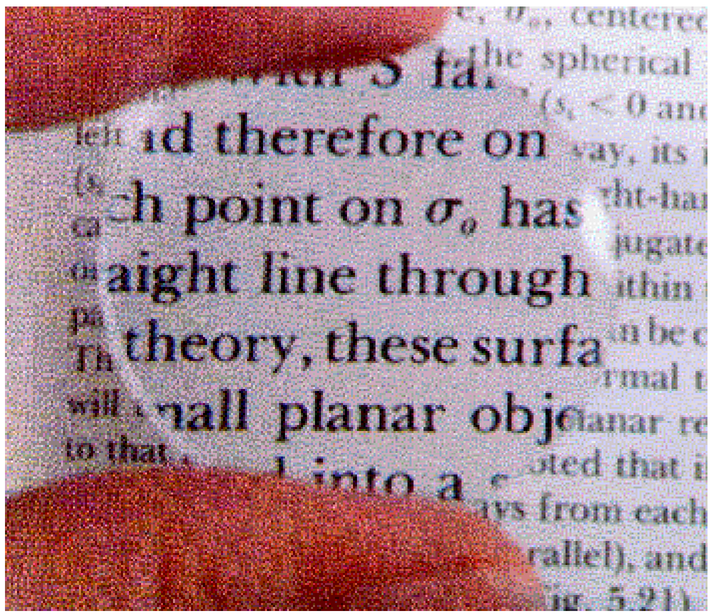
Deux points **A** et **B** seront donc vus séparément par l'œil si leur distance angulaire est supérieure à α_0. Au mieux, $\tan\alpha_0 = \frac{AB}{OA} \approx \alpha_0 \Rightarrow AB = \alpha_0\, OA$.

La dimension $\mathbf{AB_{mini}}$ est donc obtenue pour la plus petite distance **OA** possible, donc l'observateur va placer l'objet à son $\mathbf{P_P}$.

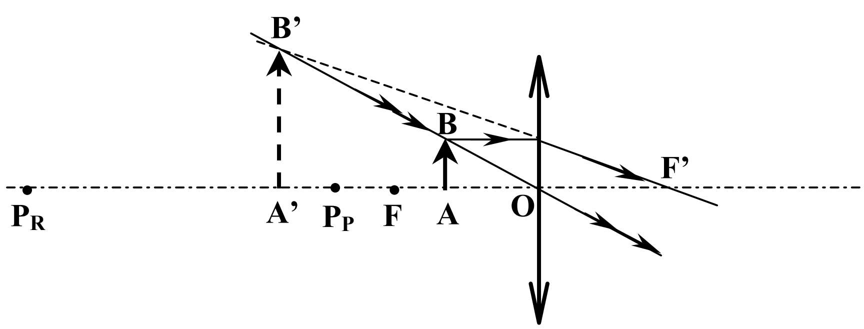
Pour une distance minimum de vision distincte **d** = 25 cm on aura AB_{mini} = 75 µm.
Pour **d** = 15 cm on aura AB_{mini} = 45 µm.
Le pouvoir de résolution angulaire est donc meilleur pour un œil myope.

4/ La loupe

Nous venons de voir que pour observer un objet très petit, il faut le placer au P_P, l'œil doit donc accommoder, il se fatigue .
La loupe est un instrument qui permet :
- de supprimer l'effort d'accommodation (en général)
- d'observer l'objet sous un plus grand angle (en observant une image plus grande).



La loupe est une lentille convergente de faible distance focale (quelques cm). On place l'objet **AB** entre le plan focal objet et la lentille, de façon à en former une image virtuelle droite **A'B'**, agrandie et située entre le P_P et le P_R de l'œil nu.



a – Mise au point

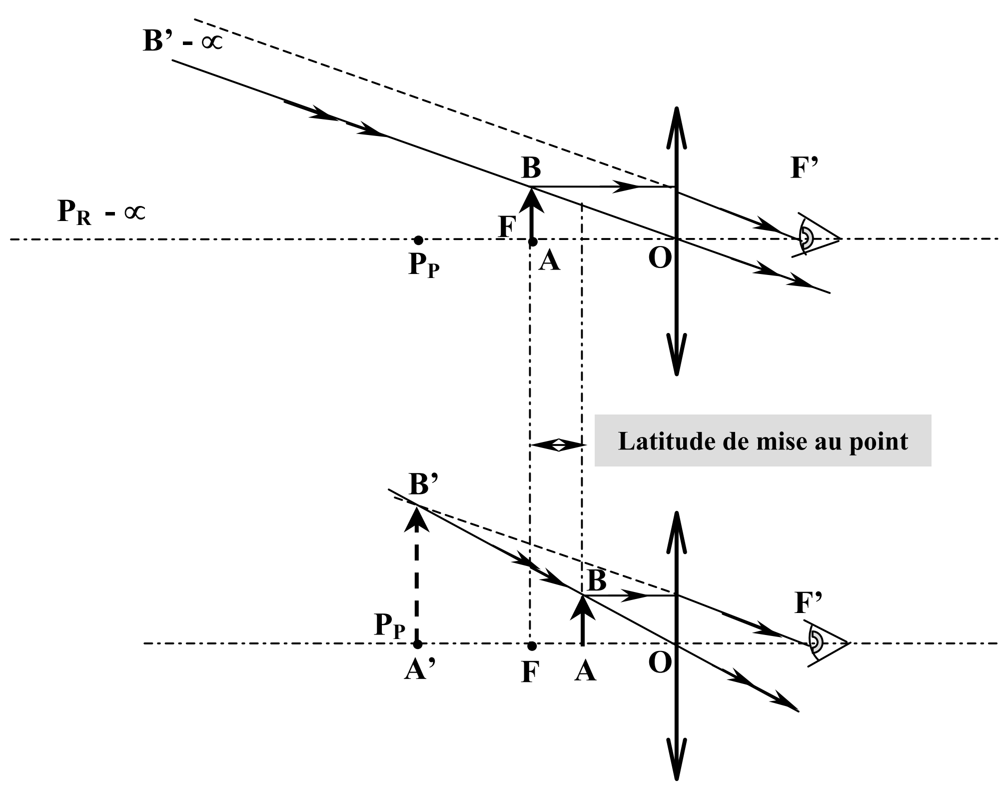
Si on souhaite observer <u>sans accommoder</u>, il faut placer l'objet **AB** de façon telle que son image soit au $\mathbf{P_R}$.

- Pour un œil normal, $\mathbf{P_R}$ est à l'infini, l'objet doit donc être placé au foyer objet de la loupe.
- Pour un œil qui possède un défaut, l'objet doit être placé au point conjugué du $\mathbf{P_R}$ dans la loupe.

Si on souhaite observer <u>en accommodant</u>, il faut placer l'objet pour qu'il soit conjugué du $\mathbf{P_P}$ dans la loupe.

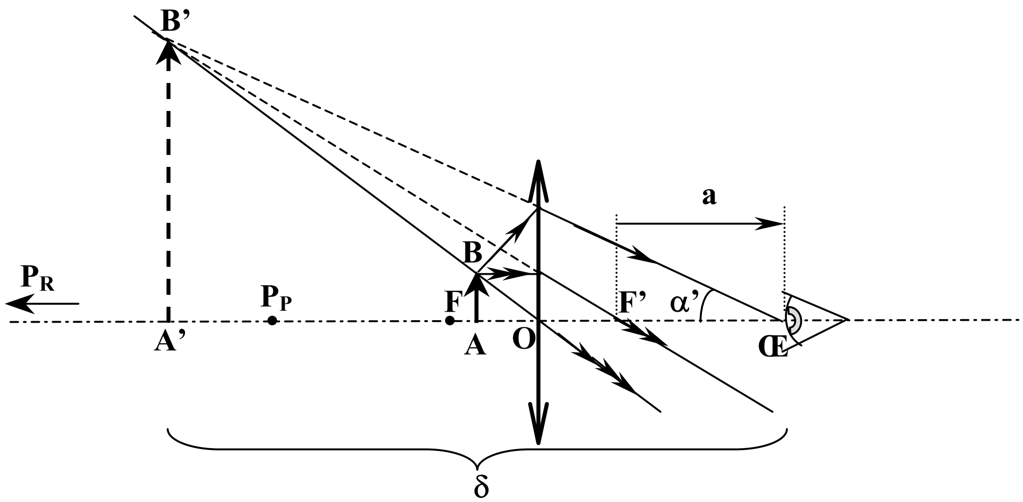
<u>La latitude de mise au point du système œil-loupe</u> (on l'appelle aussi parfois profondeur de champ) est la distance entre les positions extrêmes entre lesquelles doit se trouver l'objet pour que l'image soit vue nettement. C'est à dire que cette image doit être située respectivement en $\mathbf{P_R}$ et en $\mathbf{P_P}$. Cette distance est généralement faible.

Exercice : Œil normal placé en **F'**, avec **f'** = 5 cm. Lorsque l'œil observe sans accommoder (image au $\mathbf{P_R}$ à l'infini) cela signifie que l'objet est au foyer objet **F**. Lorsqu'il accommode au maximum l'image **A'** doit être à 25 cm de l'œil (au $\mathbf{P_P}$), soit à 25-5 = 20 cm de **O**. L'objet est alors situé en **A** tel que $\frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{f'}$, c'est à dire $\overline{OA}$ = - 4 cm. La latitude de mise au point est $\left|\overline{OF} - \overline{OA}\right|$ = 1 cm.

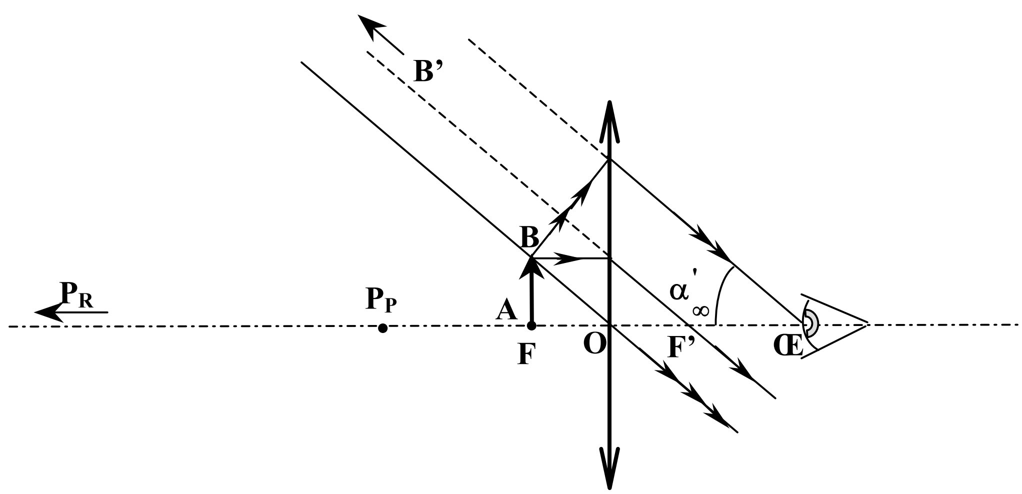


b – Constructions

Dans le cas général, l'angle **α'** sous lequel l'observateur voit l'image de l'objet dépend de la position de son œil : $\alpha' = \dfrac{\mathbf{A'B'}}{\delta}$ avec $\delta = \mathbf{A'Œ}$.



Si l'objet est en **F**, les rayons émergents sont parallèles entre eux. L'image est vue sous un angle constant $\alpha'_\infty = \dfrac{\mathbf{AB}}{\mathbf{f'}}$ quelle que soit la position de l'œil.



c – Puissance

La puissance de la loupe est définie par $\mathbf{P} = \dfrac{\alpha'}{\mathbf{AB}}$ (en dioptries). On l'écrit encore $\mathbf{P} = \dfrac{\mathbf{A'B'}}{\mathbf{AB}}\dfrac{\mathbf{1}}{\delta} = \dfrac{|\gamma|}{\delta}$. Le grandissement ne dépend pas de l'objet examiné, mais seulement de sa position, donc la puissance de la loupe ne dépend que de la position de l'objet et de celle de l'œil.

Le grandissement s'écrivant encore $|\gamma| = \dfrac{\mathbf{F'A'}}{\mathbf{f'}}$, on obtient en introduisant $\mathbf{a} = \overline{\mathbf{F'Œ}}$:

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{f'}}\frac{\mathbf{F'A'}}{\delta} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{f'}}\frac{\delta - \mathbf{a}}{\delta} \quad \Rightarrow \mathbf{P} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{f'}}\left(\mathbf{1} - \frac{\mathbf{a}}{\delta}\right).$$

Si $\mathbf{a} > \mathbf{0}$ la puissance est inférieure à **1/f'** et elle est d'autant plus grande que δ est grande c'est à dire pour une image en $\mathbf{P_R}$, si $\mathbf{a} < \mathbf{0}$ la puissance est supérieure à **1/f'** et elle est d'autant plus grande que δ est petite c'est à dire pour une image en $\mathbf{P_P}$, l'œil accommode alors au maximum.

Cas particuliers intéressants :

$$\left.\begin{array}{l} \mathbf{a = 0} \text{ (œil en } \mathbf{F'}\text{) ou} \\ \delta \to \infty \text{ (}\mathbf{A'B'}\text{ à l'infini, pas d'accommodation} \\ \text{pour un œil normal)} \end{array}\right\} \Rightarrow \mathbf{P} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{f'}}$$

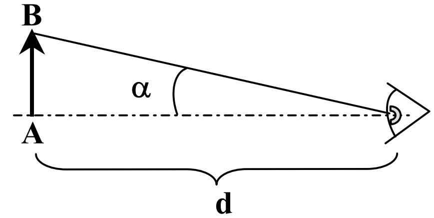
On appelle $\mathbf{P^i} = \dfrac{\mathbf{1}}{\mathbf{f'}}$ la ***puissance intrinsèque*** de la loupe. Elle caractérise la loupe seule.

Remarque : **a** étant petit comparé à δ, la puissance est toujours voisine de la puissance intrinsèque.

d – Grossissement

L'emploi d'une loupe est d'autant plus intéressant que l'angle α' sous lequel on voit l'image, est grand comparé à l'angle α sous lequel on voit l'objet à l'œil nu, lorsqu'on regarde celui-ci dans les meilleures conditions possibles, c'est à dire lorsqu'on le place au ***Punctum proximum*** $\mathbf{P_P}$ (situé à distance **d**) de l'œil.

$$\mathbf{G} = \frac{\alpha'}{\alpha} \approx \frac{\mathbf{P.\,AB}}{\mathbf{AB/d}} = \mathbf{d.P}, \text{ ou encore } \mathbf{G} = \frac{\mathbf{d}}{\mathbf{f'}}\left(\mathbf{1} - \frac{\mathbf{a}}{\delta}\right).$$



Cas particuliers intéressants :

$$\left.\begin{array}{l} \mathbf{a = 0} \text{ (œil en } \mathbf{F'}\text{) ou} \\ \delta \to \infty \text{ (}\mathbf{A'B'}\text{ à l'infini, pas d'accommodation)} \end{array}\right\} \Rightarrow \mathbf{G} = \frac{\mathbf{d}}{\mathbf{f'}}$$

On appelle $\mathbf{G^i} = \frac{\mathbf{d}}{\mathbf{f'}}$ le ***grossissement nominal ou intrinsèque*** de la loupe (il dépend de **d**).
Pour la valeur particulière de **d** = 25 cm (œil normal), on obtient le ***grossissement commercial***
$\mathbf{G^c} = \frac{\mathbf{P^i}}{\mathbf{4}}$.

Remarques :
- **A** étant petit devant δ, on a $\mathbf{G} \approx \mathbf{G^i}$
- **G** dépend de **d**, il est d'autant plus faible que **d** est faible, donc une loupe donnée est moins avantageuse pour un œil myope que pour un œil presbyte, un œil hypermétrope, ou un œil normal, si elle est utilisée dans les mêmes conditions.

  Exemple : Soit **f'** = 5cm, on obtient $\mathbf{P_i}$ = 20 δ.

  Œil normal : **d** = 25 cm ⇒ **G** = $\mathbf{G_c}$ = 5
  Œil presbyte : **d** = 1 m ⇒ **G** = 20
  Œil myope : **d** = 10 cm ⇒ **G** = 2.

e – Pouvoir de résolution de l'ensemble œil – loupe

On a vu que le pouvoir séparateur de l'œil est de 3 10^{-4} rd. Donc à travers la loupe, la limite de séparation entre deux points objets **A** et **B** est atteinte si l'image **A'B'** est telle que $\alpha'_{min} = 3\,10^{-4}$ rd.

Puisque α' **= P.AB**, on aura $\mathbf{AB_{min}} = \frac{\alpha'_{min}}{\mathbf{P}} = \frac{\mathbf{3\,10^{-4}}}{\mathbf{P}}$.

$\mathbf{AB_{min}}$ dépend de la puissance de la loupe. Les loupes ont couramment des focales **f'** de l'ordre de 2 à 10 cm, rarement moins. On peut donc obtenir une puissance maximum $\mathbf{P_{max}} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{0{,}02}} = \mathbf{50}\,\delta \Rightarrow \mathbf{AB_{min}} = \frac{\mathbf{3\,10^{-4}}}{\mathbf{50}} = \mathbf{6\,\mu m}$, ce qui est environ 10 fois plus petit que pour l'œil nu.
Si l'on souhaite observer des objets encore plus petits, il faut utiliser le microscope.

5/ Le microscope

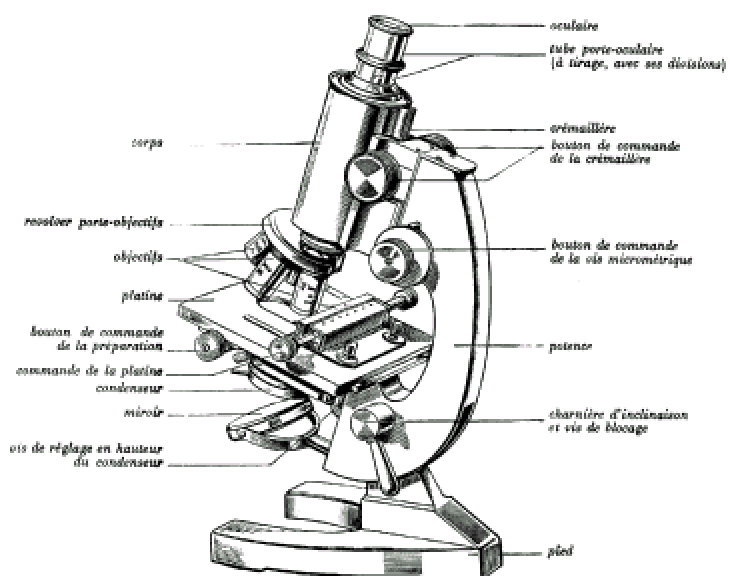
a – Description

C’est un instrument qui est très grossissant pour permettre d’observer des objets réels trop petits pour que l’œil puisse les voir, même à la loupe. Il donne une image virtuelle que l’on voit sous un ***angle beaucoup plus grand que l’objet***.

Il est constitué de deux systèmes optiques :

- L’objectif, placé près de l’objet, possède un faible diamètre d’ouverture et une grande ouverture angulaire. Il donne de l’objet un image réelle très agrandie, renversée. Il est composé de plusieurs lentilles afin de donner une image de bonne qualité (correction des aberrations).
- L’oculaire, derrière lequel se place l’œil. Il joue le rôle de loupe dans l’observation de l’image objective. L’oculaire est composé de plusieurs lentilles (au moins deux) afin de donner une image de bonne qualité.

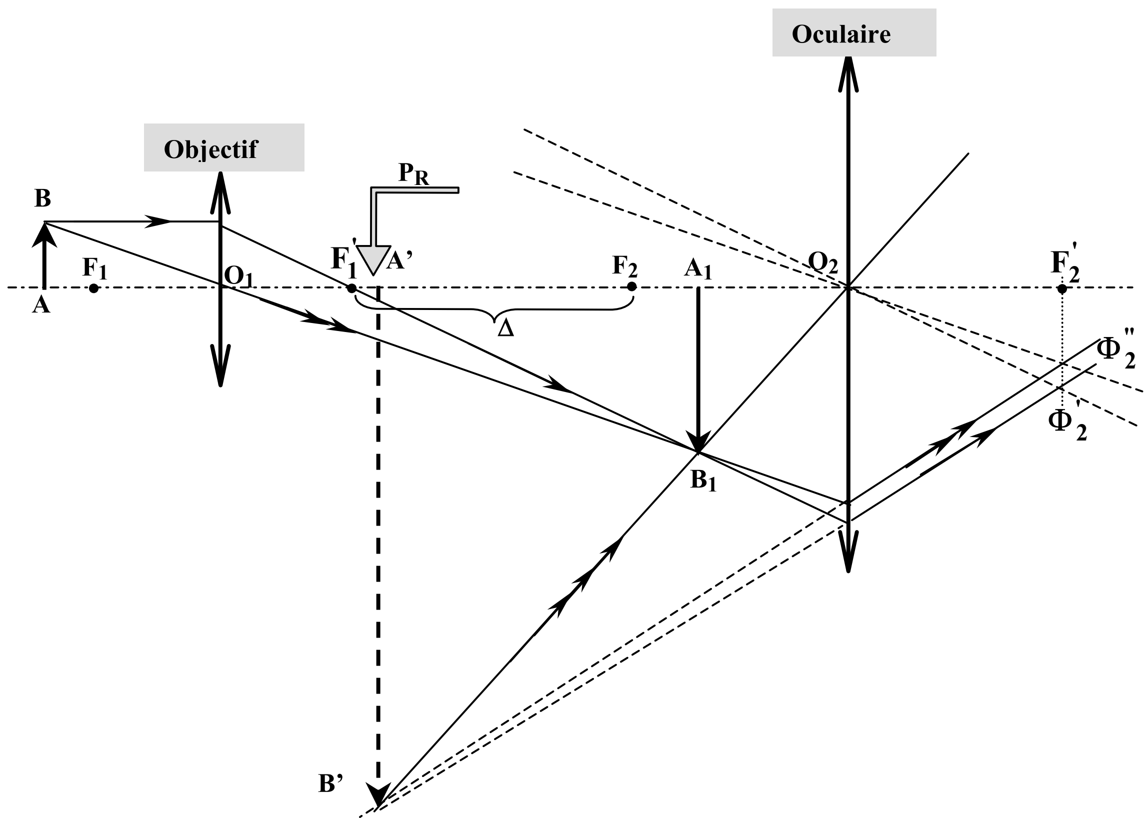
L’image définitive sera donc virtuelle, renversée par rapport à l’objet.
L’objectif et l’oculaire sont maintenus, à l’aide d’un support, à distance constante l’un de l’autre.
Pour la construction des images, on peut assimiler le microscope à un microscope réduit où l’objectif est considéré comme une lentille de très petite distance focale, convergente, et où l’oculaire est considéré comme une seule lentille convergente de quelques cm de distance focale. Les axes optiques des deux lentilles sont confondus. La distance Δ entre $\mathbf{F_1'}$ et $\mathbf{F_2}$ est fixée égale à environ 16 cm et est appelée longueur (ou intervalle optique) du microscope.



b – Construction de l'image

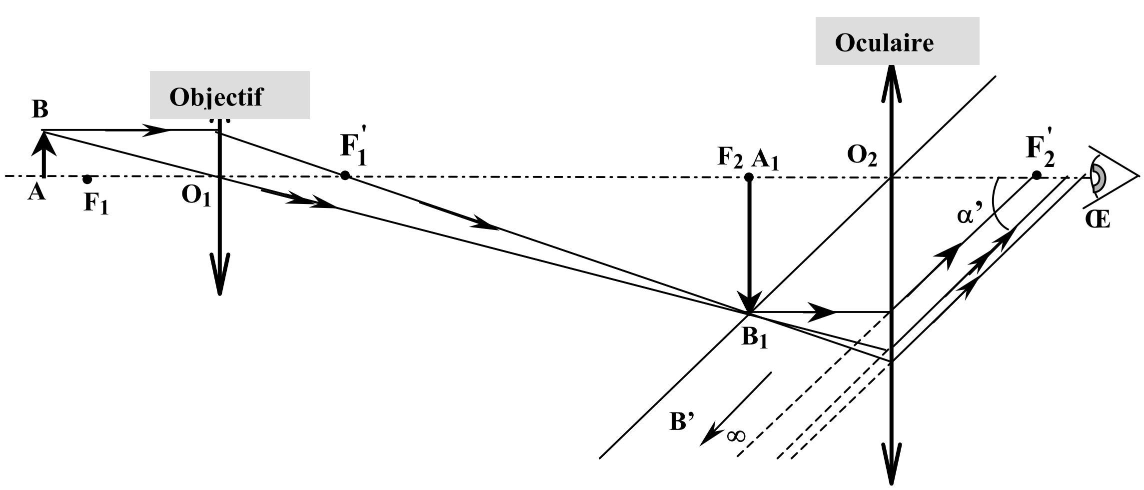
A/ Cas d'un œil dont le $\mathbf{P_R}$ *est à distance finie*

L'image intermédiaire doit être entre $\mathbf{F_2}$ et $\mathbf{O_2}$, Cette image intermédiaire devant être réelle et déjà bien agrandie, on place l'objet en avant du foyer objet $\mathbf{F_1}$ de l'objectif et très près de $\mathbf{F_1}$.



B/ Cas d'un œil normal ($\mathbf{P_R}$ *est à l'infini)*

On place toujours l'objet en avant du foyer objet $\mathbf{F_1}$ de l'objectif et très près de $\mathbf{F_1}$. L'image finale doit être située au $\mathbf{P_R}$ de l'œil : l'image finale est donc située à l'infini, c'est à dire que l'image intermédiaire doit être au foyer objet $\mathbf{F_2}$ de l'oculaire.



c – Puissance et grossissement

Comme pour la loupe, on définit la puissance du microscope $\mathbf{P_{mic}} = \dfrac{\alpha'}{\mathbf{AB}}$ où α' est l'angle sous lequel l'œil voit l'image finale **A'B'**.

On peut écrire : $$\mathbf{P_{mic}} = \frac{\alpha'}{\mathbf{A_1B_1}}\frac{\mathbf{A_1B_1}}{\mathbf{AB}} = \mathbf{P_{oc}} \times \left|\gamma_{\mathbf{obj}}\right|$$

L'intérêt du microscope par rapport à l'oculaire – loupe est que sa puissance est celle de l'oculaire multiplié par le grandissement de l'objectif.

La puissance d'une loupe s'écrit : $\mathbf{P_{oc}} = \dfrac{\mathbf{1}}{\mathbf{f'_{oc}}}\left(\mathbf{1} - \dfrac{\mathbf{a}}{\delta}\right)$ (où $\mathbf{a} = \overline{\mathbf{F'_2Œ}}$ et $\delta = \mathbf{A'Œ}$), on aura donc pour les cas particuliers :

- Si on se place dans le cas de la vision à l'infini ou bien si l'œil est en $\mathbf{F'_2}$, on a $\mathbf{P_{oc}} = \mathbf{P^i_{oc}}$, ce qui donne la ***puissance intrinsèque*** du microscope :

$$P^i_{mic} = \frac{1}{f'_{oc}} \times \left|\gamma_{obj}\right|$$

- Si on se place plus particulièrement dans le cas où l'image est à l'infini, $\left|\gamma_{\mathbf{obj}}\right|$ prend une forme simple : $\left|\gamma_{obj}\right| = \dfrac{A_1B_1}{AB} = \dfrac{F'_1A_1}{f'_{obj}} = \dfrac{F'_1F_2}{f'_{obj}} = \dfrac{\Delta}{f'_{obj}}$ (**A_1** est en **F_2** pour avoir **A'** à l'∞).

$$\Rightarrow \mathbf{P^i_{mic}} = \frac{\Delta}{\mathbf{f'_{oc}} \times \mathbf{f'_{obj}}}$$

On définit le grossissement du microscope par $\mathbf{G_{mic}} = \dfrac{\alpha'}{\alpha}$ avec, comme on l'a vu pour la loupe, $\alpha = \dfrac{\mathbf{AB}}{\mathbf{d}}$ où **d** est la distance minimum de vision distincte.

$\Rightarrow$ $\mathbf{G_{mic}} = \mathbf{P_{mic}} \times \mathbf{d} = \mathbf{P_{oc}} \times \left|\gamma_{\mathbf{obj}}\right| \times \mathbf{d}$, ce qui s'écrit encore $\mathbf{G_{mic}} = \mathbf{G_{oc}} \times \left|\gamma_{\mathbf{obj}}\right|$

- Pour une image à l'∞, on définit le ***grossissement nominal*** (correspondant à la puissance intrinsèque de l'oculaire) $\mathbf{G^i_{mic}} = \dfrac{\mathbf{d}}{\mathbf{f'_{oc}}} \times \left|\gamma_{\mathbf{obj}}\right|$, qui s'écrit encore $\mathbf{G^i_{mic}} = \dfrac{\mathbf{d}\,\Delta}{\mathbf{f'_{oc}}\,\mathbf{f'_{obj}}}$.

Le ***grossissement commercial***, comme pour la loupe, est la valeur de $\mathbf{G^i}$ définie pour une valeur de **d** = 25 cm : $\mathbf{G^c_{mic}} = \dfrac{\mathbf{P^i_{mic}}}{\mathbf{4}}$

Ordres de grandeur : $\mathbf{f'_{obj}}$ = 3mm ; $\mathbf{f'_{oc}}$ = 30 mm ; Δ= 160 mm. ⇒ $\mathbf{P^i}$ = 1880 δ, $\mathbf{G^c_{mic}}$ = 445.

Puissances usuelles : 1000 à 5000 δ. Grossissements usuels : 250 à 1250.

d – Latitude de mise au point

1/ Quand l'œil normal n'accommode pas

- Si on observe une image **A'B'** à l'infini, on a déjà vu qu'il faut que l'image intermédiaire $\mathbf{A_1B_1}$ soit en $\mathbf{F_2}$ ⇒ L'objet est au point conjugué de $\mathbf{F_2}$ dans l'objectif : $-\dfrac{1}{\overline{O_1A}}+\dfrac{1}{\overline{O_1F_2}}=\dfrac{1}{f'_{obj}}$
- Si l'œil a un défaut, **A'B'** est au $\mathbf{P_R}$ qui doit être conjugué de $\mathbf{A_1B_1}$ dans l'oculaire. **AB** est lui-même conjugué de $\mathbf{A_1B_1}$ dans l'objectif.

2/ Quand l'œil accommode au maximum

A'B' est au $\mathbf{P_P}$, conjugué de $\mathbf{A_1B_1}$ dans l'oculaire. **AB** est le conjugué de $\mathbf{A_1B_1}$ dans l'objectif.

De même que pour la loupe, la latitude de mise au point du système microscope-œil est la distance entre ces positions extrêmes où l'objet doit se trouver pour que **A'B'** soit vue nettement en $\mathbf{P_R}$ et $\mathbf{P_P}$.

Exemple : Pour les données numériques du microscope précédent, on trouve une latitude de mise au point d'environ 1,3 µm.

Conséquence : La mise au point est très délicate, d'où la nécessité d'installer sur le microscope une crémaillère de réglage fin.

e – Pouvoir séparateur

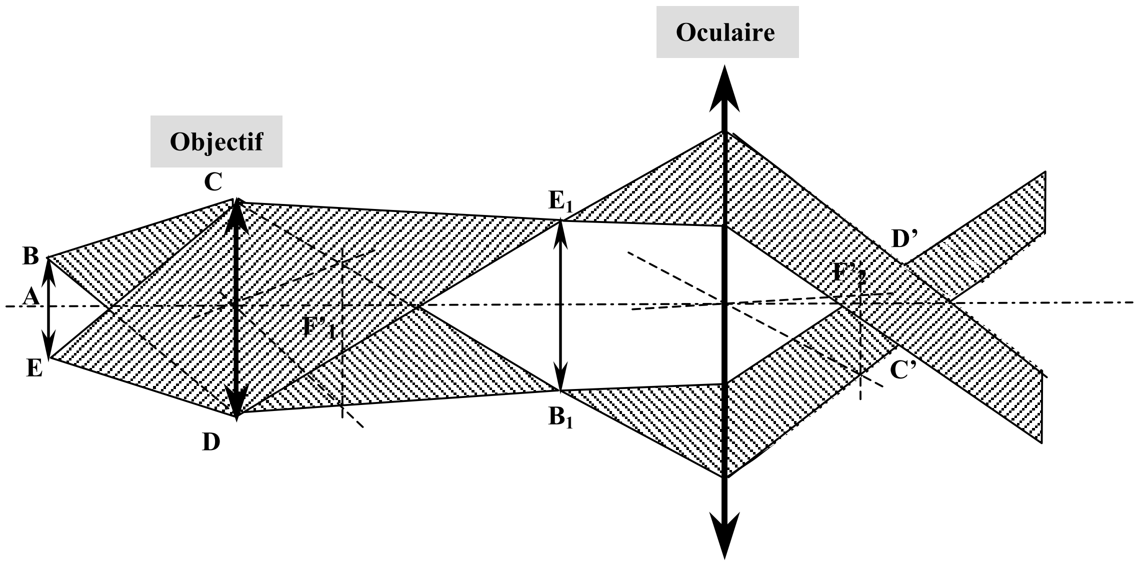
Même définition que pour l'œil ou la loupe.
A et **B** seront vus distinctement si **A'** et **B'** sont vus sous un angle supérieur au pouvoir séparateur de l'œil, soit 3 10^{-4} rd.

$$G_{mic}=\frac{\alpha'}{\alpha} \Rightarrow \alpha_{min}=\frac{3\,10^{-4}}{G}=\frac{AB}{d} \text{ donc } AB_{min}=\frac{3\,10^{-4}}{G}d$$

Par exemple, pour le microscope précédent $AB_{min}=\dfrac{3\,10^{-4}}{445}\,0{,}25\approx 0{,}17\ \mu m$.

En réalité, il existe au niveau de l'objectif des phénomènes de diffraction qui limitent la résolution, ce qui fait que pour un microscope très puissant (G^c ≈1200 à 1500), on ne pourra pas descendre en deçà de 0,2 µm.

f – Cercle oculaire



Le point **B** de l'objet envoie sur l'objectif un faisceau de rayons dont l'ouverture est limitée par le diamètre **CD** de la face d'entrée de l'objectif.
Tous les rayons issus de **B** appartiennent à la zone hachurée **CDB**$_1$ et traversent ensuite l'oculaire.
On raisonne de la même façon pour le point **E** (symétrique de **B** par rapport à l'axe) et on obtient, en définitive, l'intersection entre les deux faisceaux qui est, au minimum, le cercle de diamètre **C'D'**. **C'D'** est l'image de **CD** dans l'instrument : c'est le diamètre du cercle oculaire.
L'observateur place son œil à cet endroit pour voir tout le champ de l'instrument. C'est la région la plus éclairée (surface minimum). La position du cercle oculaire est voisine de celle du foyer $\mathbf{F'_2}$.