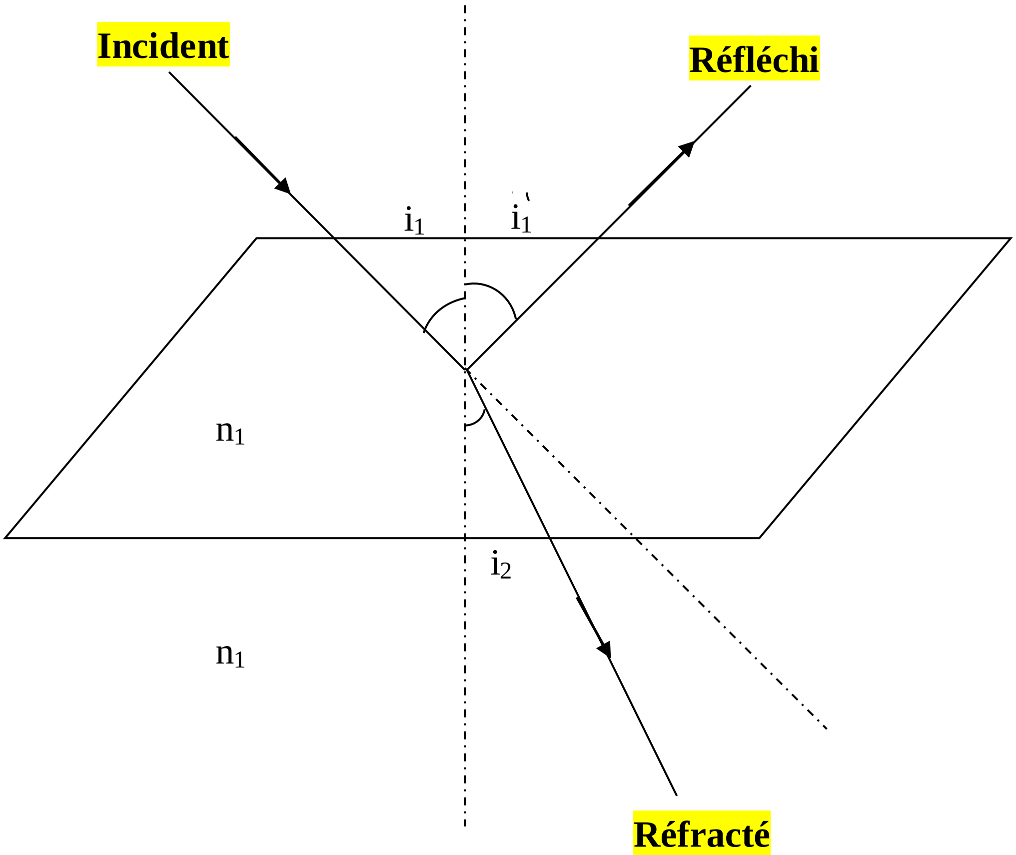
III.1. Les bases de l’optique géométrique

La lumière se propage suivant des trajectoires appelées rayons lumineux, les rayons issus d’une même source ou de sources (ponctuelles) distinctes se propagent indépendamment les uns des autres (principe de l’indépendance des rayons lumineux).

La lumière se propage en ligne droite : les rayons sont rectilignes (principe de propagation rectiligne de la lumière).

A la surface de séparation (dioptre) entre deux milieux, un rayon incident peut être réfléchi et/ou réfracté (ou transmis). Les directions des rayons réfléchis et réfractés obéissent aux lois de SNELL-DESCARTES :



III.2. Lois de la réflexion :

- le rayon réfléchi est dans le plan d’incidence

$$i_1 = i'_1$$

III.3. Lois de la réfraction :

- le rayon réfracté est dans le plan d’incidence

$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$

Le trajet suivi par la lumière entre deux points situés sur un même rayon est indépendant du sens de propagation de la lumière entre ces deux points (principe du retour inverse de la lumière).

La lumière se propage à la vitesse c dans le vide et à la vitesse $v < c$ dans un milieu Matériel, ces vitesses sont indépendantes de la direction. L'indice du milieu est défini par le rapport (nombre sans dimension et sans unité) $n = c/v$. Cet indice est toujours supérieur ou égal à λ et il dépend de la longueur d'onde.

L'optique géométrique est la limite vers laquelle tend l'optique ondulatoire lorsque la longueur d'onde l de la lumière devient petite devant les dimensions des obstacles interposés sur son trajet (ouvertures ou diaphragmes) : un effet n'est « vu » par une onde
que si cet effet a une dimension D comparable à la longueur d'onde (échelle de mesure pour une onde), s'il est de grande dimension, les variations à l'échelle de λ ne sont pas perceptibles (car l'aspect ondulatoire disparaît, on ne voit qu'un effet moyenné sur la distance D), idem s'il est très petit devant λ (car la vibration est alors d'amplitude pratiquement constante sur la distance D).

Ainsi l'optique géométrique est un modèle qui permet de caractériser la propagation de la lumière en utilisant uniquement des constructions géométriques ce qui revient à négliger son caractère ondulatoire (vrai si $\lambda << D$). Cette approche constitue une bonne approximation des solutions des équations de Maxwell (qui décrivent la propagation des
ondes électromagnétiques) tant que les caractéristiques des milieux (?) varient peu à l'échelle de λ.

L'optique géométrique permet d'étudier très simplement la trajectoire des rayons lumineux et la formation des images, dans des situations où la résolution des équations de Maxwell est trop complexe pour être envisageable.

L'optique géométrique repose sur la notion de rayon lumineux qui est une notion très abstraite et idéalisée car sa matérialisation est expérimentalement impossible. Le rayon lumineux correspond à la direction de propagation de l'énergie (direction du vecteur de Poynting). Ce rayon est normal aux surfaces d'onde.

Les ondes dites lumineuses sont les ondes électromagnétiques détectées par l'oeil humain c'est à dire celles qui constituent le spectre visible (de 400 à 800 nm).

Les lois de l'optique géométrique concernent le domaine des ondes électromagnétiques allant de l'ultraviolet à l'infrarouge (~ 0.1 à 100 μ m) c'est à dire du domaine où λ est grand vis à vis des distances inter atomiques (le milieu est alors considéré comme continu pour l'onde) et petit vis à vis des dimensions géométriques des systèmes utilisés (les phénomènes de diffraction sont alors négligeables).

Les lois de Snell-Descartes concernent également les ondes acoustiques : dans ce cas il faut remplacer n par c/v.

$$\Rightarrow \qquad V_2.\sin i_1 = V_1.\sin i_2$$

III.4. Cadre général de l’optique

	Optique géométrique	Optique ondulatoire	Optique quantique
Echelle des systèmes	$>> \lambda$	$\sim \lambda$ ou $< \lambda$	$<< \lambda$
Modèle	Rayon lumineux	Onde lumineuse	Corpuscule (photon)
Domaine concerné	Formation des images	Effets de phase	Interactions lumière-matière
Sujets d’étude	Réflexion Réfraction Dispersion Photométrie	Interférence Diffraction Diffusion Polarisation	Emission de lumière (lasers) Récepteurs de lumière Effet photoélectrique Effets optiques non linéaires
Historique	Kepler (1611) Snell (1621) Descartes (1637) Fermat (1657) Newton (1666)	Grimaldi (1665) Huygens (1678) Fresnel (1821) Young Faraday Maxwell (1876)	Newton (1704) Hertz (1887) Planck (1900) Bohr (1913) Einstein (1905) De Broglie (1923) Heisenberg (1925) Schrödinger (1926)

III.5. Applications :

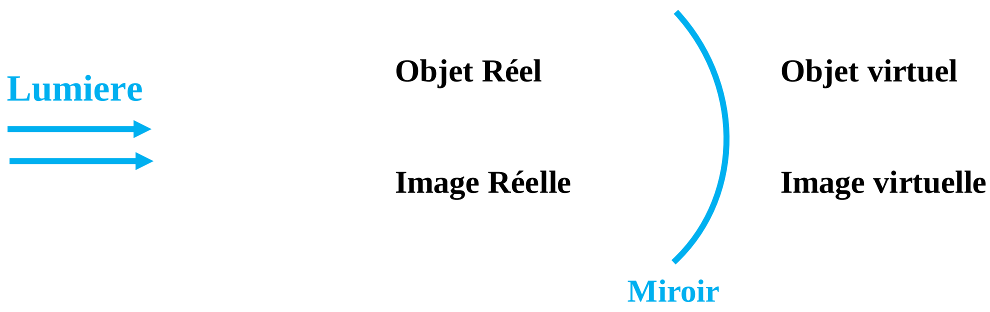
III.5.1 Caractère réels et virtuels des espaces :

Considérons un instrument optique, on choisit le sens de propagation de la lumière de la gauche vers la droite. L’objet est une source lumineuse ponctuelle ou étendue envoyant des rayons lumineux (rayons incidents) sur la face d'entrée de l'instrument optique.

L’image de l’objet est la reproduction qu’en donne à l’instrument optique, elle doit donc lui être semblable (à l’objet) avec un rapport de similitude γ appelé grandissement.

Pour un dioptre, l’image et l’objet peuvent être défini par :

Pour un miroir, l'image et l'objet peuvent être défini par :

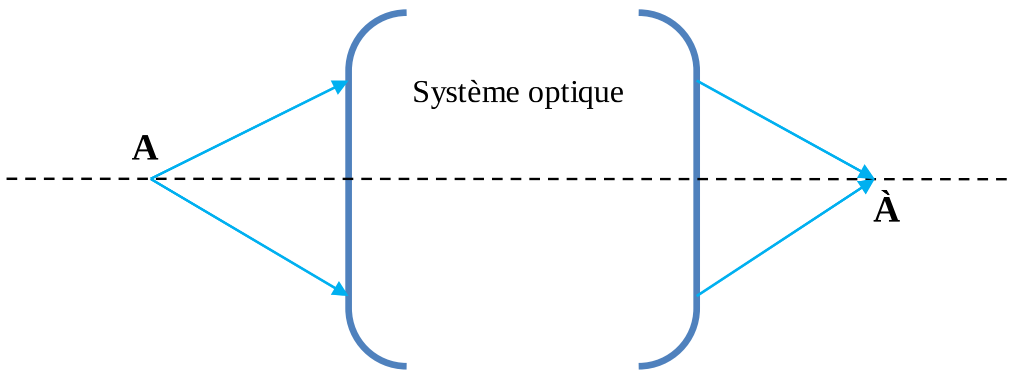


III.5.2. Stigmatisme :

Un système optique est de bonne qualité si 'il donne d'une source ponctuelle une image ponctuelle : c'est la condition de stigmatisme.

III.5.3. Stigmatisme rigoureux :

Un système optique est dit rigoureusement stigmatique pour un couple de points *A* et *A'*, si tout rayon lumineux passant par le point objet *A* émerge du système optique en passant par le point *A'*. A' est alors l'image de *A* par le système optique, on dit encore que *A* et *A'* sont conjugués par rapport au système optique.



III.5.4. Stigmatisme approché - Approximation de Gauss :

Nous ne considérerons que des systèmes optiques centrés, c'est-à-dire des systèmes pour lesquels il existe un axe de symétrie de révolution appelé axe optique. On montre alors qu'un tel instrument d'optique donnera une image de bonne qualité d'un objet si les deux conditions suivantes, dites conditions de Gauss, sont satisfaites :

- Les objets sont de faible étendue, situés au voisinage de l'axe optique.
- Les rayons lumineux incidents font un angle faible avec l'axe optique. On dit qu'il y a stigmatisme approché. Dans ces conditions, l'image d'un objet plan perpendiculaire à l'axe optique est plane et perpendiculaire à l'axe optique (aplanétisme).

III.5.5. Relation de conjugaison :

La position de l'image par rapport au miroir égale la position de l'objet par rapport au miroir. L'image A' est symétrique de l'objet A par rapport au miroir.

SÀ = - SA

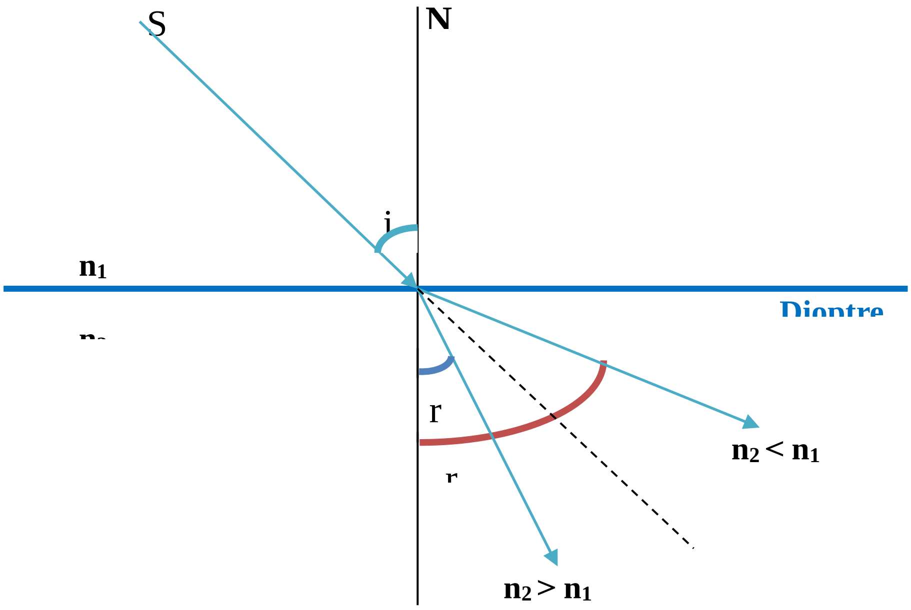
L'objet et l'image sont de natures différentes :

- Objet Réel-Image Virtuelle.
- Objet Virtuel-Image Réelle.

La taille de l'image égale la taille de l'objet : $\overline{\grave{A}\dot{B}} = \overline{AB}$.

III.5.6. Loi de Snell-Descartes pour la réfraction :

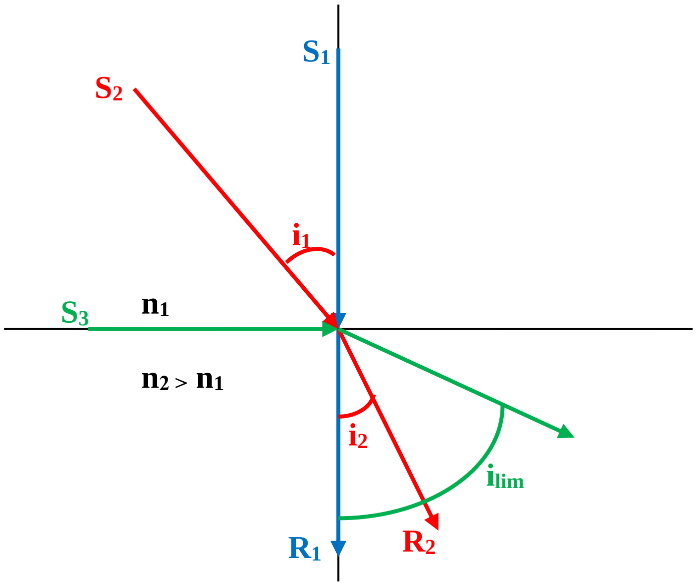
On repère par les angles *i* (angle d'incidence) et *r* (angle de réfraction), les inclinaisons des deux rayons relativement à la normale au miroir en *I*. Le plan défini par la normale au dioptre et le rayon incident est appelé plan d'incidence.



Cas où $n_1 < n_2$: réfraction limite :

Le rayon lumineux passe du milieu 1 moins réfringent au milieu 2 plus réfringent.

Nous avons alors : $n_1 \sin(i) = n_2 \sin(r)$, avec $n_2 > n_1$.



Il en résulte que $\sin i_2 < \sin i_1$, les angles i_1 et i_2 étant compris entre 0 et $\pi/2$, soit $i_2 < i_1$. Le rayon réfracté se rapproche donc de la normale.

Un rayon incident normal (S_1I), pour lequel $i_1 = 0$, entre sans déviation ($i_2 = 0$). Lorsqu'il croît, i_2 croît aussi tout en restant inférieur à i_1.

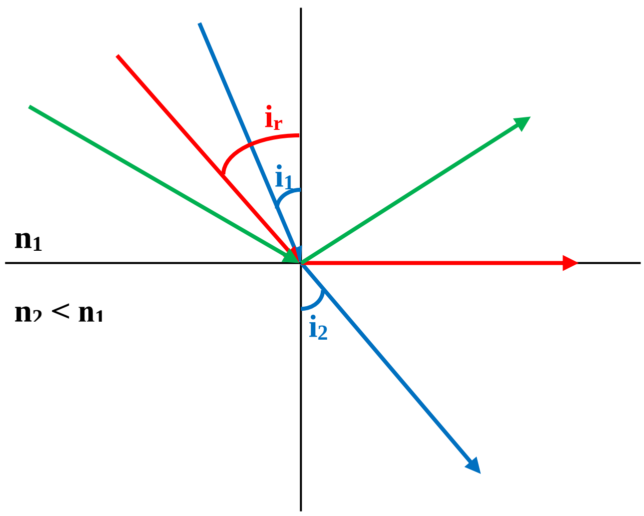
A l'incidence rasante ($i_1 = \pi/2$), l'angle de réfraction est maximal (angle de réfraction limite noté i_{lim}) et vaut :

$$\sin i_{lim} = n_1/n_2$$

Cas où $n_1 > n_2$: réflexion totale :

Le rayon lumineux passe maintenant du milieu 1 plus réfringent au milieu 2 moins réfringent. La troisième loi de Snell-Descartes implique alors que :

$i_1 < i_2$:



Le rayon réfracté s'écarte donc de la normale et l'angle de réfraction est maximal ($i_2 = \pi/2$) pour un angle d'incidence limite i_r tel que :

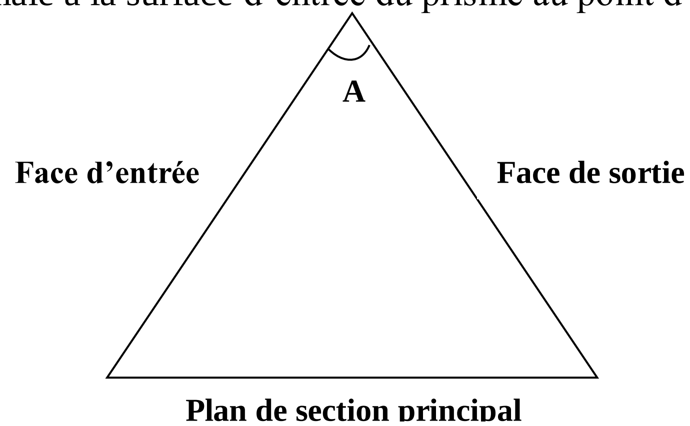
$$\sin i_r = n_2 / n_1$$

Remarque :

Si l'angle d'incidence est supérieur à i_r, il n'y a plus de rayon réfracté (en effet, on a alors $\sin i_2 > i_1$, i_2 n'est donc plus défini), le rayon incident est totalement réfléchi : on parle de réflexion totale. Le dioptre se comporte comme un miroir.

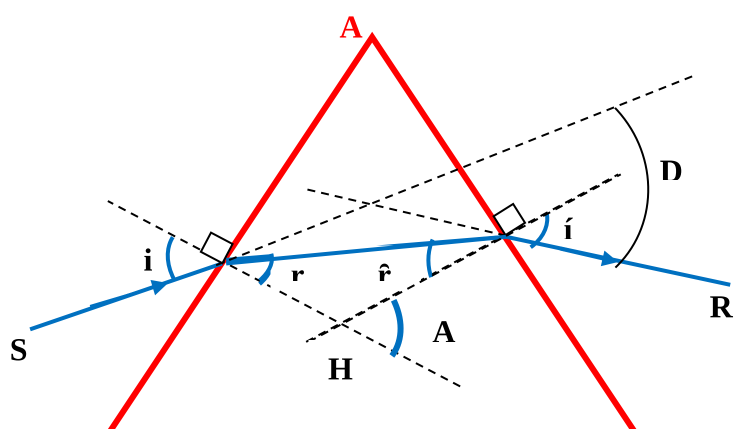
III.6. Le prisme :

On appelle prisme, en optique, un milieu transparent limité par deux faces planes non parallèles (dioptres). Il est constitué de verre, c'est un milieu homogène, transparent et isotrope. L'intersection des deux faces du prisme forme l'arête du prisme, caractérisée par un angle A. La base du prisme est la troisième face, dont les bords sont généralement parallèles à l'arête. Le plan d'incidence est le plan formé par le rayon incident et la normale à la surface d'entrée du prisme au point d'incidence.



III.6.1. Etude de la marche du rayon :

Soit SI un rayon incident quelconque qui frappe en I la face d'entrée AB du prisme ; provenant d'un milieu moins réfringent que celui du prisme, ce rayon subit en I le phénomène de réfraction en respectant les deux lois de Descartes.



Si n est l'indice du prisme, les lois de Snell-Descartes en I et I' imposent les deux relations suivantes :

$$\sin i = n \sin r,$$

$$\sin i' = n \sin r',$$

Compte tenu de la définition du prisme, il est clair que le rayon émergent ne peut être dans le prolongement du rayon incident, pas plus qu'il ne peut lui être parallèle. Le prisme a donc bien le pouvoir de dévier la lumière, et cette déviation a pour effet dans le cas général, de rabattre vers la base BC du prisme le rayon lumineux.
L'angle de déviation D est par définition l'angle dont il faut faire tourner le rayon incident SI pour l'amener dans la direction du rayon émergent I'R. Cette déviation est donc la somme de deux déviations successives qui ont lieu dans le même sens, l'une à l'entrée, l'autre à la sortie du prisme, soit :

$$D = (i - r) + (i' - r')$$

D'autre part, dans le triangle IHI', nous voyons que : $\pi - A + r + r' = \pi$
Soit :

$$A = r + r'$$

Ce qui entraîne :

$$D = i + i' - A$$

Les formules du prisme se résument de la façon suivante :

$$\mathrm{Sin}\ i = n \sin r$$

$$\mathrm{Sin}\ i' = n \sin r'$$

$$A = r + r'$$

$$D = i + i' - A$$

III.6.2. Dispersion de la lumière :

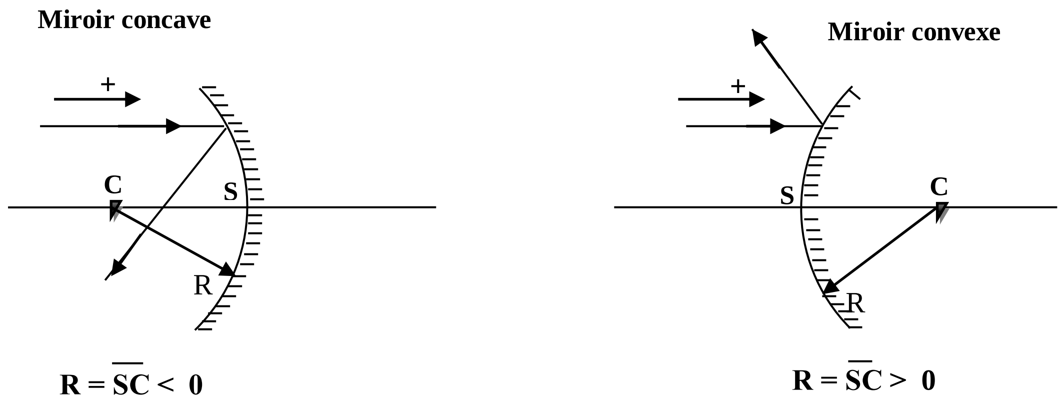
Nous avons vu précédemment que l'indice de réfraction dépendait de la longueur d'onde (couleur) de la lumière visible. C'est ce que l'on appelle la dispersion. A cause de ce phénomène, un prisme disperse (décompose) une lumière blanche en ses différentes composantes. L'ensemble de ces composantes constituent le spectre de la lumière blanche (on répertorie généralement sept couleurs dominantes : rouge, orangé, jaune, vert, bleu, indigo, violet). Nous savons, d'une part, que la déviation croît avec l'indice de réfraction, et que, d'autre part, n augmente quand la longueur d'onde diminue (loi de Cauchy). Cela signifie que la déviation augmente quand la longueur d'onde diminue : les radiations de courte longueur d'onde sont donc les plus déviées par le prisme (le violet est plus dévié que le rouge).

III.7. Miroir sphérique :

On appel miroir sphérique S une surface sphérique rendue réfléchissante par un dépôt métallique. On distingue deux types de miroirs sphériques : si la réflexion se produit vers l’intérieur de la sphère, le miroir est dit concave ; si la lumière se réfléchit vers l’extérieur de la sphère, le miroir est dit convexe.

Un miroir sphérique est caractérisé par :
– Le centre *C* de la sphère appelé centre du miroir.
– Le point *S* appelé sommet du miroir.
– L’axe optique, qui est l’axe de symétrie de révolution du miroir, passant par les points *C* et *S*.

– Le rayon de la sphère *R = SC*, appelé rayon de courbure du miroir, quantité algébrique qui est négative pour un miroir concave et positive pour un miroir Convexe.



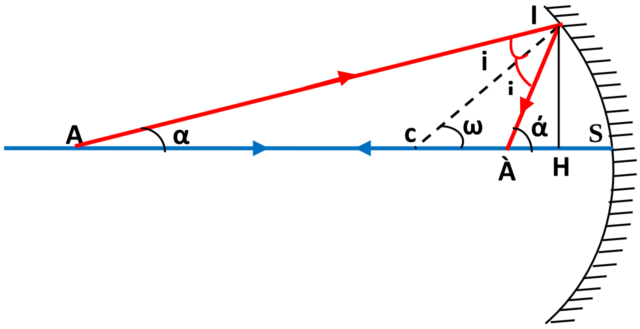
Un miroir sphérique est caractérisé par :
– Le centre *C* de la sphère appelé centre du miroir.
– Le point *S* appelé sommet du miroir.
– L’axe optique, qui est l’axe de symétrie de révolution du miroir, passant par les points *C* et *S*.
– Le rayon de la sphère *R = SC*, appelé rayon de courbure du miroir, quantité algébrique qui est négative pour un miroir concave et positive pour un miroir Convexe.

III.7.1. Relations de conjugaison :

Il existe alors une relation entre les positions d’un objet ***A*** et de son image ***A’*** appelée relation de conjugaison.

Considérons un point objet réel *A* situé sur l’axe optique d’un miroir concave. L’image *A’* de *A* est située au point d’intersection de deux rayons lumineux quelconques issus de *A*. Soit un rayon confondu avec l’axe optique, il se réfléchit sur lui-même : *A’* est donc sur l’axe optique.

Considérons le rayon émis depuis *A* et qui se réfléchit au point *I* en accord avec les lois de la réflexion. *A’* se trouve au point d’intersection du rayon réfléchi et de l’axe.



$1/SA + 1/S\grave{A} = 2/SC$

III.7.2. Foyer Image F' :

C'est le conjugué d'un objet A à l'infini

$$A(\infty) \Rightarrow A' \equiv F'.$$

On trouve finalement : $\overline{SF'} = \overline{SC}/2$

III.7.3. Foyer Objet F :

C'est le conjugué d'une image A' à l'infini.

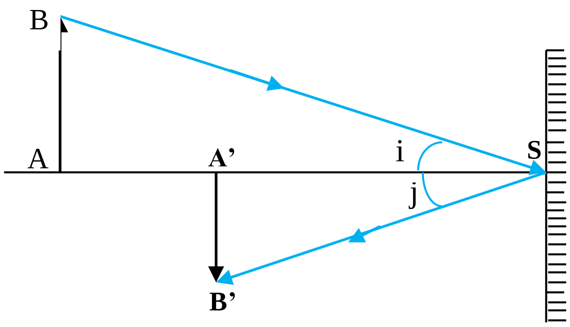
$$A \equiv F \Rightarrow A'(\infty).$$

On trouve finalement : $\overline{SF} = \overline{SC}/2$

III.7.4. Grandissement :

Si *AB* a pour image *A'B'*, le grandissement γ est le rapport algébrique de la taille de l'image à celle de l'objet :

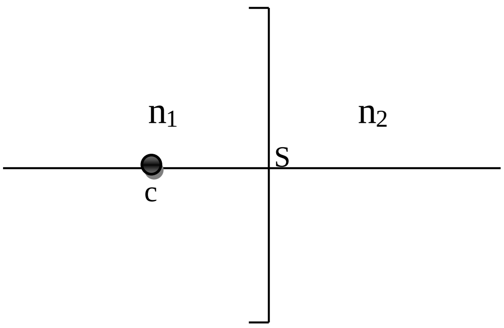
$$\gamma = A'B'/AB$$



On a tan i = tan j $\Rightarrow$ AB/SA, tan j = - A'B'/S A',
Donc : AB/SA = - A'B'/SA' $\Rightarrow$ $\gamma = A'B'/AB = -SA'/SA$

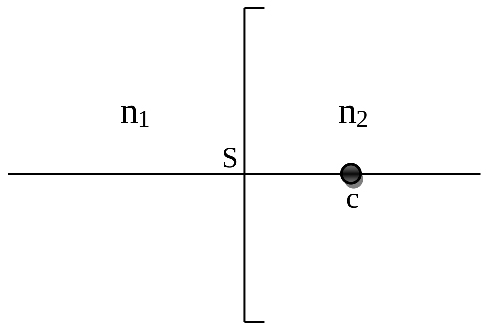
III.8. Dioptre sphérique :

Un dioptre sphérique est une surface sphérique de centre C séparant deux milieux d'indices de réfractions différents.



Dioptre concave

$R = \overline{SC} < 0$

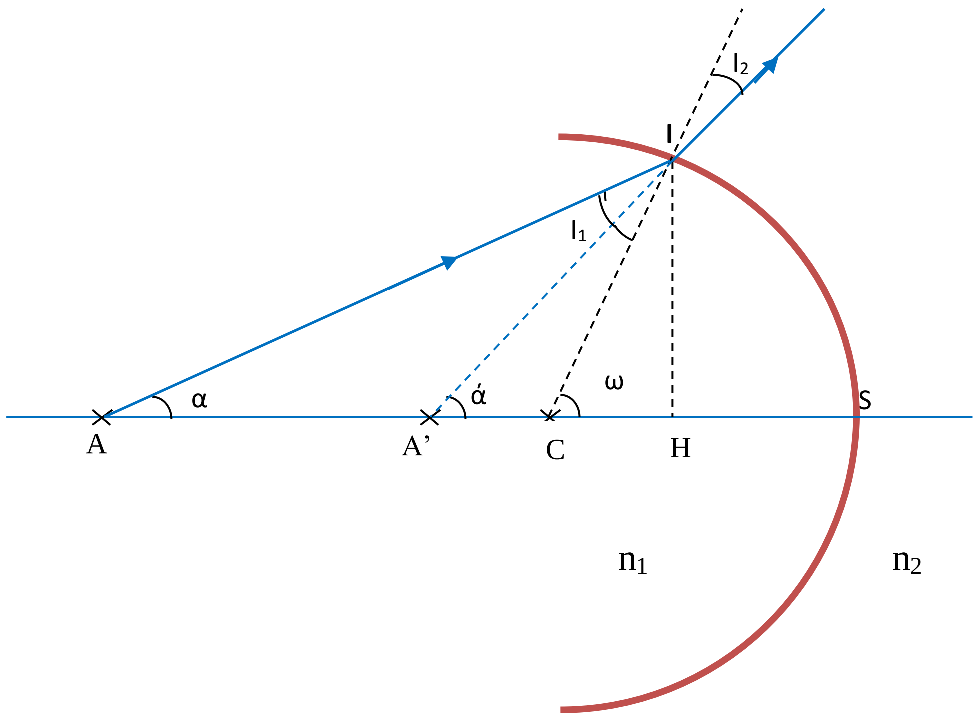


Dioptre convexe

$R = \overline{SC} > 0$

III.8.1. Relations de conjugaison :

Avec le même raisonnement que le miroir sphérique, on trouve la relation de conjugaison du dioptre sphérique :



Considérons un point objet réel *A* situé sur l’axe optique d’un dioptre concave.

L’image *A’* de *A* est située au point d’intersection de deux rayons lumineux quelconques issus de *A*. Considérons le rayon émis depuis *A* et qui se réfracte au point *I* en accord avec les lois de la réfraction. *A’* se trouve au point d’intersection du prolongement du rayon réfracté et de l’axe optique.

Dans les triangles *AIC* et *A’IC* la somme des angles intérieurs doit être égale à π, soit :

$i_1 + \alpha + (\pi - \omega) = \pi$ *et donc :* $i_1 = \omega - \alpha$,

$i_2 + \alpha' + (\pi - \omega) = \pi$ *et donc :* $i_2 = \omega - \alpha'$,

D'après la loi de Snell-Descartes et de la condition de Gauss, on : $n_1 \, i_1 = n_2 \, i_2$

et donc : $n_1 \, (\omega - \alpha) = n_2 \, (\omega - \alpha')$

on a aussi : $\alpha = \tan \alpha = SI/SA$, $\alpha' = \tan \alpha' = SI/SA'$, $\omega = \tan \omega = SI/SC$.

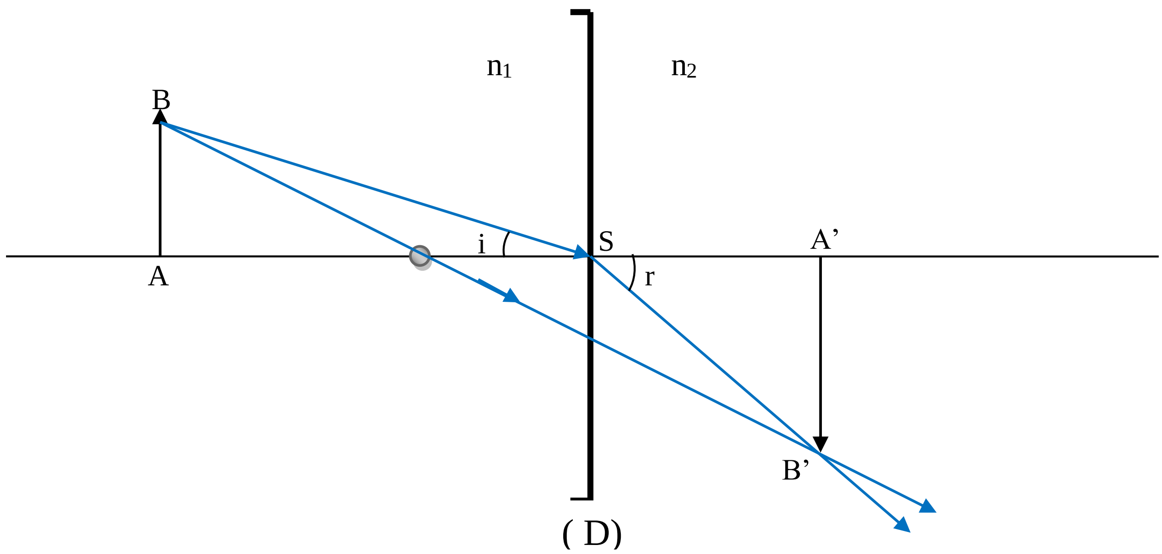
On peut trouver l'expression suivante : $n_2/SA' - n_1/SA = (n_2 - n_1)/SC = V$

Avec V est la vergence ou la puissance du dioptre (unité : dioptrie = m^{-1}).

Remarque :

- Si V > 0 : Dioptre convergent
- Si V < 0 : Dioptre divergent

III.8.2. Grandissement :



(D)

$i = \tan i = \overline{AB}/\overline{SA}$, $r = \tan r = \overline{A'B'}/\overline{SA'}$, $n_1 \, i = n_2 \, r$, $\Rightarrow n_1 \, \overline{AB}/\overline{SA} = n_2 \, \overline{A'B'}/\overline{SA'}$,

Donc :

$$\gamma = \overline{A'B'}/\overline{AB} = n_1 \, \overline{SA'}/n_2 \, \overline{SA}.$$

III.8.3. Foyer Image F' :

$$S F' = n_2 \, \overline{SC}/(n_2 - n_1). = n_2/V.$$

III.8.4. Foyer Objet F :

$$SF = - n_1 \overline{SC}/(n_2 - n_1) = - n_1/V.$$

Nous remarquons que :

$$\overline{SF'}/\ \overline{SF} = -\ n_2/n_1 < 0$$

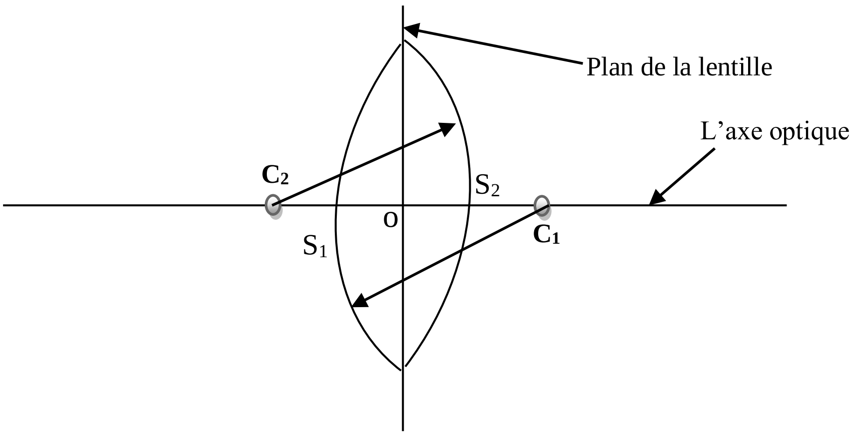
$\overline{SF'}$ et $\overline{SF}$ sont de signes contraires, F' et F appartiennent à deux milieux différents.

Et donc :

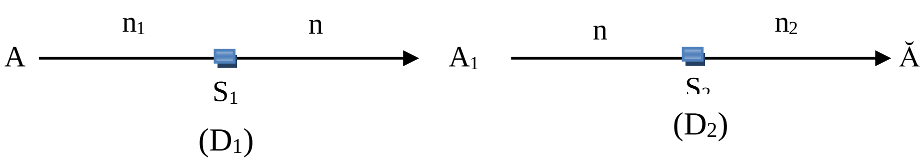
$$\overline{SF'} + \overline{SF} = \overline{SC}$$

III.9. Lentilles minces :

C'est une association de deux dioptres sphériques dont les sommets sont pratiquement confondus en un sommet *S*. L'axe optique de la lentille est l'axe passant par les centres des deux dioptres sphériques. On note *n* l'indice du milieu constituant la lentille ($n > 1$).



III.9.1. Formule de Conjugaison :



III.9.2. Dioptre (D1) :

$n/\overline{S_1\ A_1} - n_1/\overline{S_1A} = (n - n_1)/\overline{S_1C_1} = V_1,\ \gamma_1 = n_1\ \overline{S_1A_1}\ /\ n\ \overline{S_1A}$

III.9.3. Dioptre (D2) :

$n_2/\overline{S_2\breve{A}} - n/\overline{S_2A_1} = (n_2 - n)/\overline{S_2C_2} = V_2,\ \ \gamma_2 = n\overline{S_2\ \breve{A}}/n_2\overline{S_2A_1}$

III.10. Lentille épaisse :

En sommant les équations précédentes, on trouve :

$$n/\overline{S_1A_1} - n_1/\overline{S_1A} + n_2/\overline{S_2\breve{A}} - n/\overline{S_2A_1} = (n - n_1)/\overline{S_1C_1} + (n_2 - n)/\overline{S_2C_2} = V_1 + V_2$$

$$\gamma = \gamma_1 \times \gamma_2 = (n_1\ \overline{S_1A_1}\ /\ n\ \overline{S_1A}) \times (n\overline{S_2\breve{A}}/n_2\overline{S_2A_1})$$

III.11. Lentille mince : *S1 ≡ S2 ≡ S*

$$n_2/\overline{S\breve{A}} - n_1/\overline{SA} = (n - n_1)/\overline{SC_1} + (n_2 - n)/\overline{SC_2} = V.$$

$$\gamma = n_1\overline{S\breve{A}}/\ n_2\ \overline{S_1A}$$

Cas où $n_1 = n_2$ (même milieu) :

$$n_1/\overline{S\breve{A}} - n_1/\overline{SA} = (n - n_1)/\overline{SC}_1 + (n_1 - n)/\overline{SC}_2 = V$$

$$= (n - n_1)[1/\overline{SC}_1 - 1/\overline{SC}_2]$$

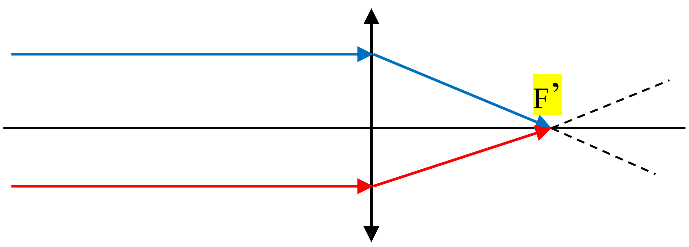
$$\gamma = \overline{S\breve{A}}/\overline{S_1A}$$

III.12. Lentille mince d'indice n dans l'air : ($n_1 = 1$)

$$1/\overline{S\breve{A}} - 1/\overline{SA} = (n - 1)[1/\overline{SC}_1 - 1/\overline{SC}_2] = V$$

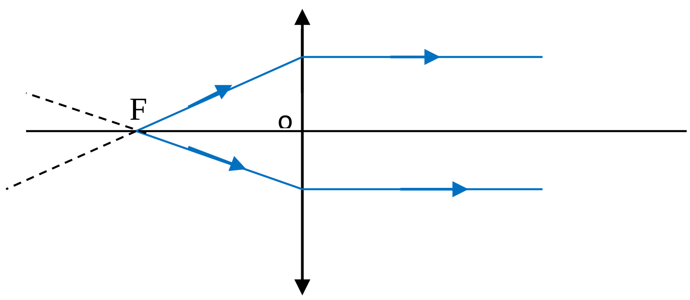
$$\gamma = \overline{S\breve{A}}/\overline{S_1A}$$

III.12.1. Foyer Image F' :



$$\overline{SF'} = 1/V$$

III.12.2. Foyer Objet F :



$$\overline{SF} = -\ 1/V$$

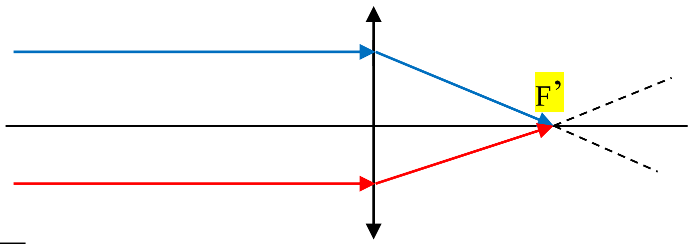
F et *F'* sont symétriques par rapport à S.

Pour une lentille convergente, *F* et *F'* sont réels, alors que pour une lentille divergente, ils sont virtuels.

III.13. Les différents types de lentilles :

III.13.1. Lentilles convergentes :

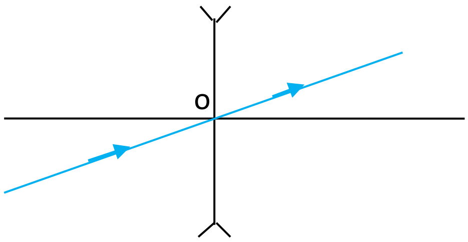
Les lentilles convergentes transforment un faisceau de rayons lumineux parallèles à l’axe optique en un faisceau convergent.



V > 0, $\overline{SF'} > 0$, $\overline{\mathrm{SF}} < 0$

III.13.2. Lentilles divergentes :

Les lentilles divergentes transforment un faisceau de rayons lumineux parallèles à l’axe optique en un faisceau divergent.



V < 0, $\overline{SF'} < 0$, $\overline{\mathrm{SF}} > 0$

Tout rayon lumineux passant par le centre optique d’une lentille mince ne subit aucune déviation en la traversant.