

# Optique Géométrique et Physique

## Notes de cours

Préparé par  
Dr. S. CHOULI

2016-2017

# Optique Géométrique et Physique

## Notes de cours

*Introduction :*

*Chapitre 1 : optique géométrique*

- *Les principes de l'optique géométrique*
- *Lois de Snell-Descartes*
- *Les systèmes optiques : Généralités*
- *Miroirs sphériques et miroirs plans*
- *Dioptre plan et dioptre sphérique*
- *Prisme : formules, déviation et dispersion*
- *Lentilles minces : formules de position et construction d'images*
- *Doublets de lentilles minces*

*Chapitre 2 : Quelques notions d'optique ondulatoire*

- *Introduction*
- *Les interférences*
- *Expression de l'intensité*
- *La différence de marche optique  $\delta$*
- *Ordre d'interférence  $p$*
- *Interférence par division de front d'onde*
- *Interférence par division d'amplitude*
- *La diffraction*

*Bibliographie*

# Introduction

L' **Optique** est la partie de la physique qui étudie les propriétés de la lumière. La lumière *naturelle* est une superposition d' *ondes électromagnétiques* de *longueurs d'ondes*  $\lambda$  différentes. Une lumière **monochromatique** est une lumière composée d'une seule longueur d'onde. La lumière *visible* correspond à des longueurs d'ondes comprises entre 400 nm (violet) et 800 nm (rouge) environ.

Il existe plusieurs théories pour expliquer des phénomènes optiques. **La théorie ondulatoire** qui explique certains phénomènes optiques par la nature ondulatoire de la lumière telle que les interférences ; **la théorie corpusculaire** qui explique certains phénomènes optiques en supposant que la lumière est constituée de corpuscules qui se propagent en ligne droite et sans interagir avec la matière (le photon). **La théorie quantique** de Plank qui peut expliquer certaines expériences comme le rayonnement du corps noir.

L'étude de la lumière peut être classée selon les domaines suivants :

- **Optique géométrique** : Décrit l'interaction de la lumière avec des objets dont la dimension est considérablement plus grande que celle de la longueur d'onde.
- **Optique ondulatoire (physique)** : Décrit l'interaction de la lumière avec des objets de dimension comparables à celle de la longueur d'onde.
- **Optique quantique** : décrit les phénomènes optiques avec la méthode de la mécanique quantique. Dans ce cas l'interaction rayon matière est décrit par l'aspect corpusculaire de la lumière
- **Optique électronique, optique ionique** : production d'image à l'aide des faisceaux d'électrons ou d'ions réfractés à l'aide d'un champ électrique et/ou magnétique (lentilles électromagnétiques).

Dans ce cours je vais m'intéresser à l'optique géométrique, à l'interaction de la lumière avec des dioptries des miroirs des lentilles et la construction d'images... En second lieu je vais donner quelques notions sur l'optique ondulatoire (physique) ; la notion de la cohérence, monochromaticité les interférences....

# Chapitre1 : optique géométrique

## 1.1 Les principes de l'optique géométrique

L'optique géométrique décrit l'interaction de la lumière avec des objets dont la dimension est considérablement plus grande que celle de la longueur d'onde. Dans l'optique géométrique, on s'intéresse à la formation des images par un instrument (miroir, lentille, dioptré, microscope...etc). La lumière se propage suivant une droite appelée « rayons lumineux » ou bien rayons de lumière. On suppose que les rayons lumineux sont indépendants les uns des autres.

Définition de l'indice d'un milieu :

L'indice  $n_j(\lambda)$  d'un milieu  $j$  est égal au rapport de la vitesse de la lumière  $c$  dans le vide et de la vitesse de la lumière  $v_j$  dans le milieu  $j$  :

$$n_j = \frac{c}{v_j}$$

$n_j$  est toujours  $\geq 1$ ,  $c$ 'est-à-dire,  $v_j \leq c$ .

Quelques exemples :

Liquide	Indice de réfraction
verre	1.511 à 1.535
Benzène	1.501
alcool éthylique	1.361
Glycérine	1.473
eau	1.333

Notions de réfringence : lorsque le rayon de lumière traverse un milieu transparent et homogène avec un autre indice, la lumière est déviée.

Propagation rectiligne de la lumière : Dans un milieu transparent, homogène et isotrope, la lumière se propage en ligne droite.

Le retour inverse de la lumière : La trajectoire suivie par la lumière ne dépend pas du sens de parcours.

Indépendance des rayons lumineux : Les rayons lumineux issus d'une même source ou de sources distinctes se propagent indépendamment les uns des autres.

### Chemin optique

Supposons qu'un rayon lumineux parcoure en ligne droite le segment AB, de longueur  $l_{AB}$ , qui sépare deux points A et B d'un milieu homogène et isotrope d'indice  $n$ . On appelle **chemin optique** entre A et B la quantité

$$L_{AB} = n l_{AB}$$

### Le principe de Fermat

Entre deux points A et B reliés par un rayon lumineux, le chemin optique le long du trajet suivi par la lumière est stationnaire

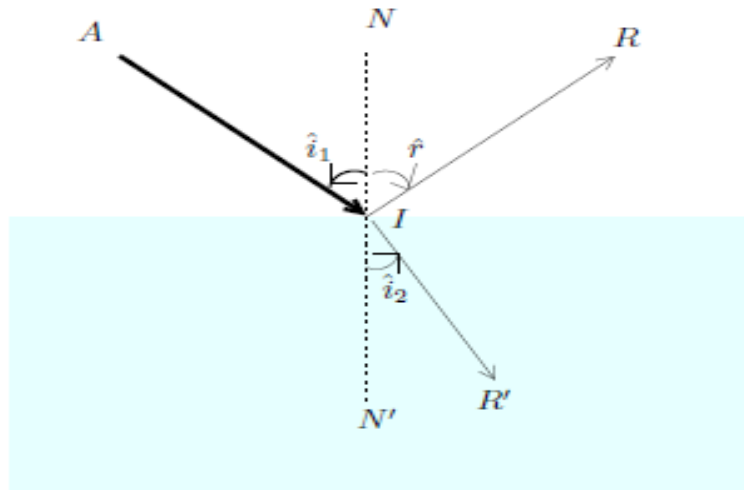
### lois de Snell-Descartes :

La propagation de la lumière dans les milieux transparents homogènes et isotropes est régie par les lois de Snell- Descart ( lois de réflexion réfraction)

## 1.2 Lois de Snell-Descartes

A la surface de séparation de deux milieux, les rayons lumineux obéissent aux lois de Snell-Descartes.

Considérons un rayon lumineux incident AI arrivant sur la surface de séparation de deux milieux. On appelle *plan d'incidence*, le plan défini par le rayon incident AI et la normale IN. Au rayon lumineux incident, il correspond un rayon réfléchi IR (dans le premier milieu  $n_1$ ) et un rayon réfracté IR' (dans le second milieu  $n_2$ ).



- Le rayon réfléchi et le rayon réfracté sont dans le plan d'incidence.
- L'angle de réflexion  $\hat{r}$  est égal en module à l'angle d'incidence  $\hat{i}_1$  et de signe opposé.

$$\hat{r} = \hat{i}_1$$

- L'angle de réfraction  $\hat{i}_2$  est relié à l'angle d'incidence  $\hat{i}_1$  par la relation suivante :

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

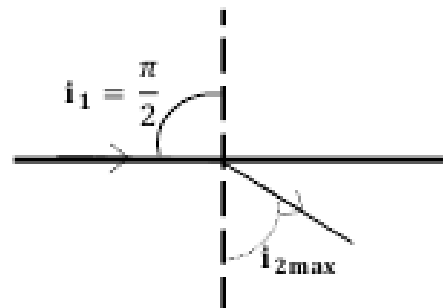
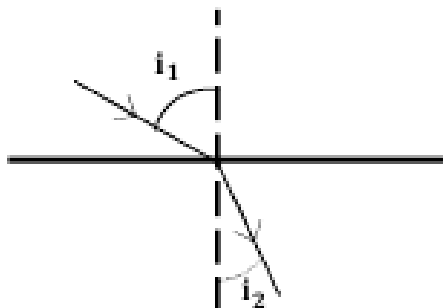
$n_1$  et  $n_2$  étant les indices des deux milieux

### Remarques:

#### 1/ Loi de Kepler

Si  $i_1$  et  $i_2$  sont faibles alors la loi de Descartes-Snell devient  $n_1 i_1 = n_2 i_2$  c'est la

#### 2/ Réfraction limite (maximale)



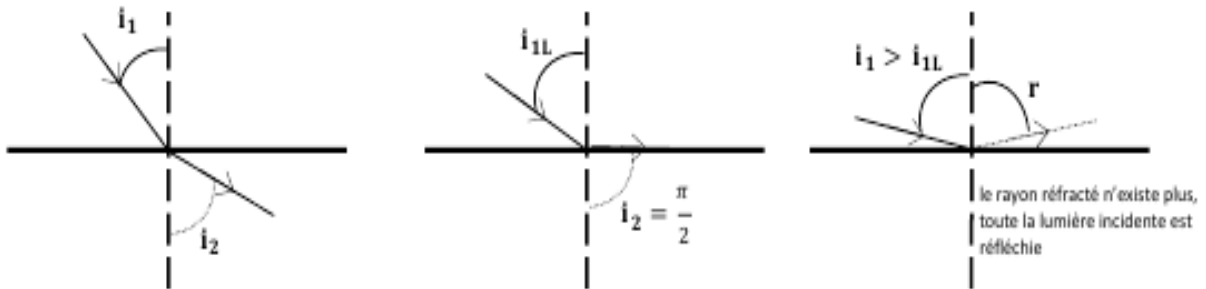
Si  $n_1 < n_2$  (exemple passage de l'air vers l'eau), on dit que le milieu  $n_1$  est moins réfringent que le milieu  $n_2$ .

D'après la loi de la réfraction  $i_1 > i_2$  le rayon réfracté se rapproche de la normale. Dans ce cas, le rayon réfracté existe, quelle que soit la valeur de l'angle incident.

L'angle de réfraction atteint sa valeur maximale, notée  $i_{2max}$  et nommé angle de réfraction limite, pour une incidence rasante :  $i_1 = \frac{\pi}{2}$  D'où  $i_{2max} = \frac{n_1}{n_2}$

### Réflexion totale

Si  $n_1 > n_2$  (exemple passage de l'eau vers l'air), on dit que le milieu  $n_1$  est plus réfringent que le milieu  $n_2$ . D'après la loi de la réfraction  $i_1 < i_2$  : le rayon réfracté s'éloigne de la normale.



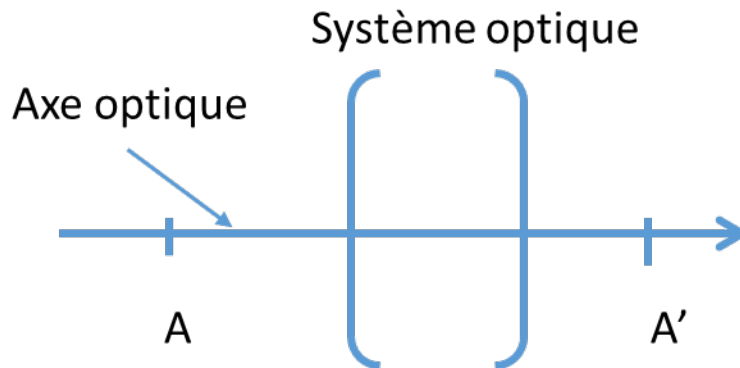
Dans ce cas, le rayon réfracté n'existe que si l'angle incident ne dépasse par une valeur limite, noté  $i_{l1}$  et nommé **angle d'incidence limite** ( $i_1 < i_{l1}$ ) d'après loi de Snell-Descartes

$$i_{l1} = \frac{n_2}{n_1}$$

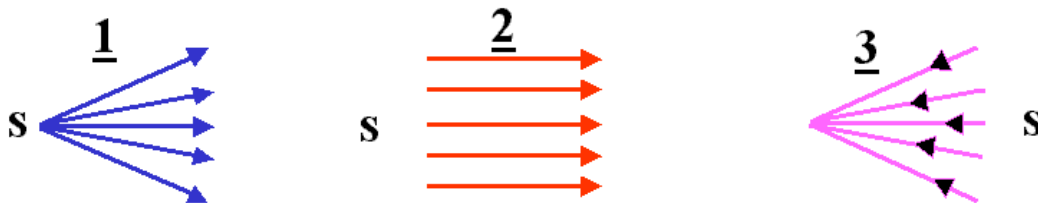
Si  $i_1 > i_{l1}$  alors le rayon réfracté n'existe plus ; le rayon incident est totalement réfléchi sur le dioptré on est alors en présence du phénomène de **la réflexion totale**. Ce phénomène est à la base de la communication par fibre optique.

### 1.3 Les systèmes optiques : Généralités

Un système optique est constitué d'un ou plusieurs milieux transparents ou objets optiques (miroir, lentille, dioptré, prisme, diaphragme...etc.) Dans la suite, nous allons rappeler quelques définitions :



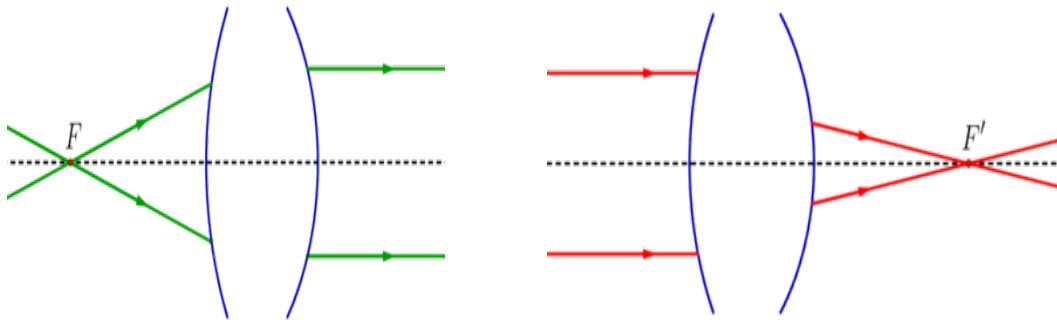
- **Axe optique** : est l'axe qui traverse un système optique centré il est aussi l'axe de Symétrie de rotation.
- **Un faisceau divergent** : un faisceau dont les rayons s'écartent (divergent) à partir d'un point source (figure 1)
- **Un faisceau parallèle** : tous les rayons constituant ce faisceau se propagent parallèlement (figure2)
- **Un faisceau convergent** : un faisceau dont les rayons concourent (convergent) vers un point donné de l'espace (figure3)



- **Points conjugués** : L'image optique d'un point A donnée par un système optique est le point de rencontre A' des rayons issus de point A ou de leur prolongement. A et A' sont des points *conjugués*.
- **Point objet A** : tout point d'où est issue la lumière est appelé point objet
- **Point image A'** : c'est le point vers lequel converge la lumière issue du point objet



- **Image réelle** : les rayons sont convergents vers le point image. Une image réelle peut être projetée sur un écran.
- **Image virtuelle** : les rayons sont divergents vers le point image. C'est le prolongement des rayons qui converge vers le point image. Une image virtuelle ne peut pas être projetée sur un écran elle est observée par l'œil.
- **Foyer objet** : point de l'axe optique dont l'image, donnée par le système optique, se forme à l'infini.
- **Foyer image F'** : point de l'axe optique vers lequel converge tous les rayons venant de l'infini



- **L'agrandissement** : On définit l'agrandissement transversal, qui est une grandeur algébrique, le rapport de la taille de l'objet AB sur la taille de l'image A'B' suivant :

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}.$$

- **La lumière se propage de gauche à droite** pour les calculs et la construction des images il est convenu que la lumière se propage de gauche vers la droite. A prendre en considération, car les valeurs dans l'optique géométrique sont algébriques.
- **Notion de stigmatisme** : Un système optique (S) est dit rigoureusement stigmatique pour le couple de point ( A et A' ) si tous les rayons issus de A passent par A' après avoir été déviés par le système S.

## 1.4 Miroirs sphériques et miroirs plans

### A : Miroir plan

Un miroir plan est une surface plane réfléchissante. Il s'agit d'un instrument optique qui vérifie le stigmatisme rigoureux *pour tout point objet*. Soient A un point lumineux et O un observateur situé du même côté du miroir. Alors A' est l'image de A, -observable pour tout observateur O- si tous les rayons réfléchis par le miroir issus de A semblent provenir du point A'.

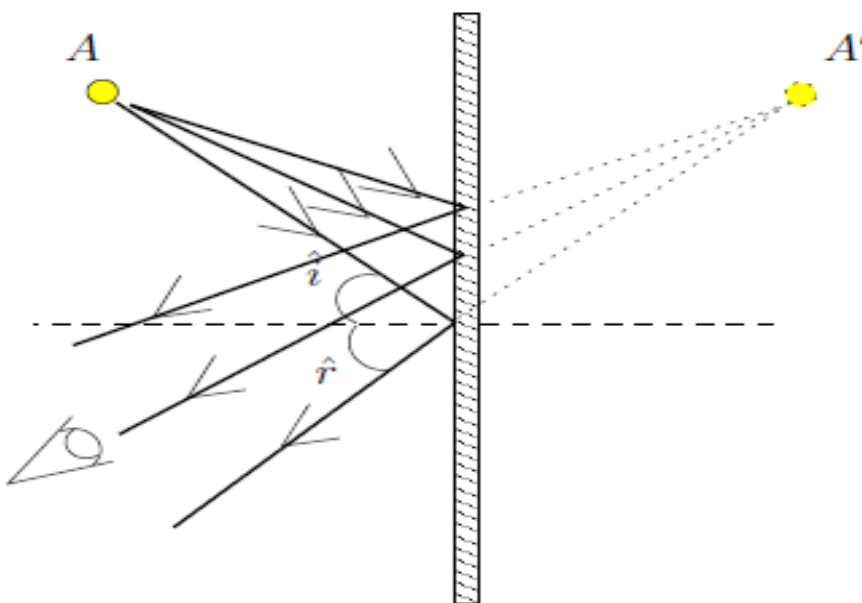


Figure 1.4.1

Remarque 1 : L'image A' est le point symétrique du point A par rapport au plan du miroir. Il s'agit d'une image virtuelle.

Remarque 2 : C'est le seul instrument rigoureusement stigmatique en tout point.

**L'agrandissement** : l'agrandissement <sup>3</sup> le rapport suivant :  $\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = 1$ . Ce qui signifie que l'image est de même taille que l'objet et dans le même sens

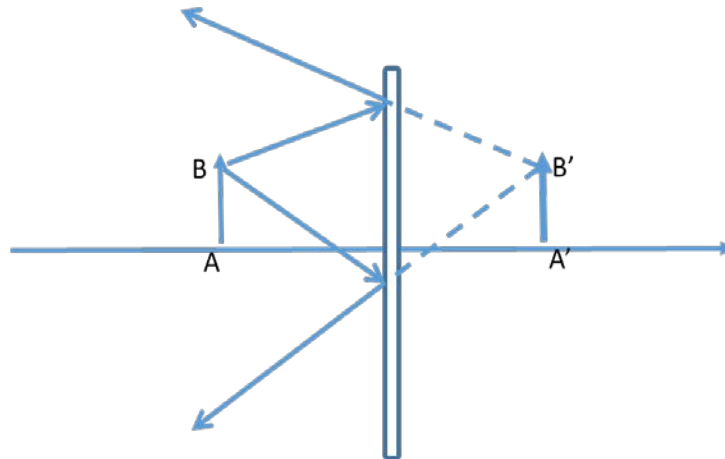


Figure 1.4.2

A'B' est symétrique de AB par rapport au miroir, d'où l'image d'un point à l'infini est à l'infini

**Remarque :** Objet et image d'un miroir plan sont à l'infini. On dit que le système est **afocal**.

### **B : Miroir sphérique :**

Un miroir sphérique est une portion de sphère réfléchissante. Il existe deux types de miroirs : le miroir concave et le miroir convexe.

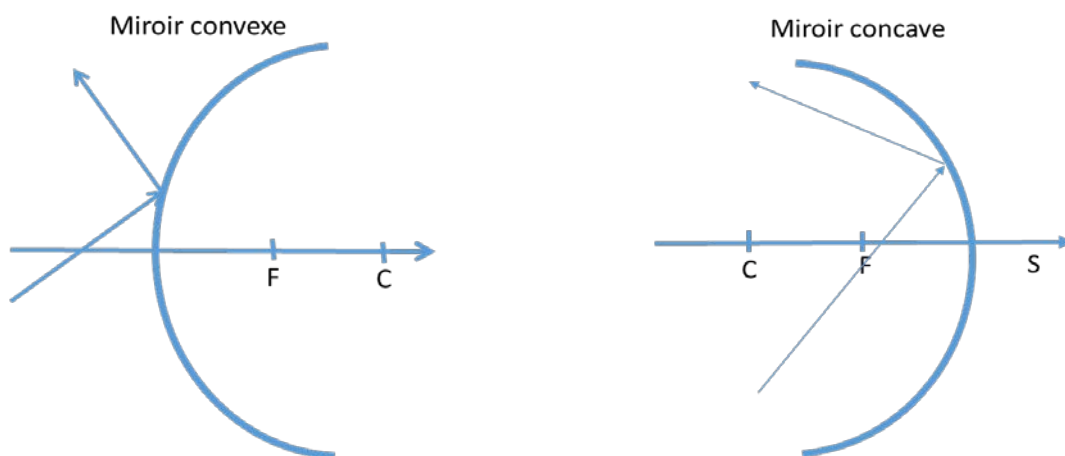


Figure 1.4.3

On définit :

- Le centre du miroir C qui est le centre de la sphère
- Le sommet du miroir S qui est l'intersection du miroir avec l'axe optique.

- Le rayon algébrique du miroir,  $R = \overline{CS}$ . Il est positif pour le miroir concave, négatif pour le miroir convexe.
- La distance focale  $f$  : le miroir sphérique comporte deux foyers confondus.  $F$  et  $F'$  sont réels pour un miroir concave et virtuels pour un miroir convexe. La distance focale

$$f = \overline{SF} = \frac{\overline{SC}}{2}.$$

Le miroir plan est un cas particulier du miroir sphérique pour lequel le rayon est l'infini

### Construction de l'image :

Il est possible de construire l'image d'un objet en utilisant deux rayons particuliers :

- Tout rayon issu du centre  $C$  est rétro-réfléchi ( $\hat{i}_i = \hat{r}_2 = 0$ ).
- Tout rayon issu du foyer objet  $F$  est réfléchi parallèle à l'axe optique.
- Tout rayon incident parallèle à l'axe optique est réfléchi vers le foyer image  $F'$  ( $F' \equiv F$ ).

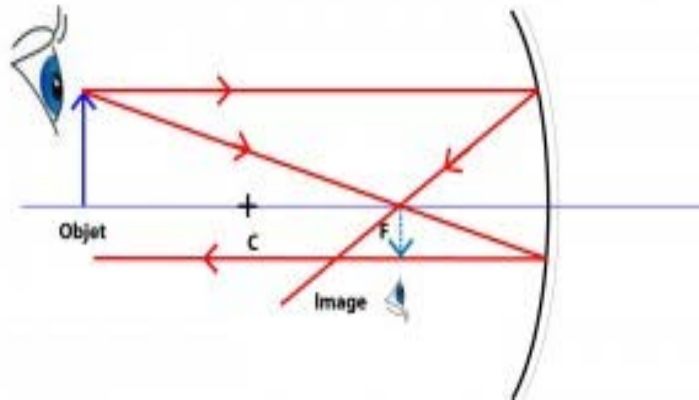


Figure1.4.4

### **Notion de stigmatisme et condition de Gauss :**

Nous avons évoqué avant le stigmatisme rigoureux dans le cas d'un miroir plan où tous les rayons issus de l'objet  $A$  se croisent au point image  $A'$ . Considérons le cas suivant :

Nous avons un miroir concave et un faisceau de lumière qui arrive sur ce miroir puis réfléchit

Nous remarquons sur la figure (a) qu'il n'existe pas un point d'intersection unique mais plusieurs points d'intersection. En dit que le miroir n'est pas stigmatique

On revanche si on sélectionne les rayons qui se trouvent au voisinage du sommet  $S$ , on remarque que ces rayons se croisent en un point ( $F$ ). On peut alors considérer qu'il y a stigmatisme ( figure (b)).

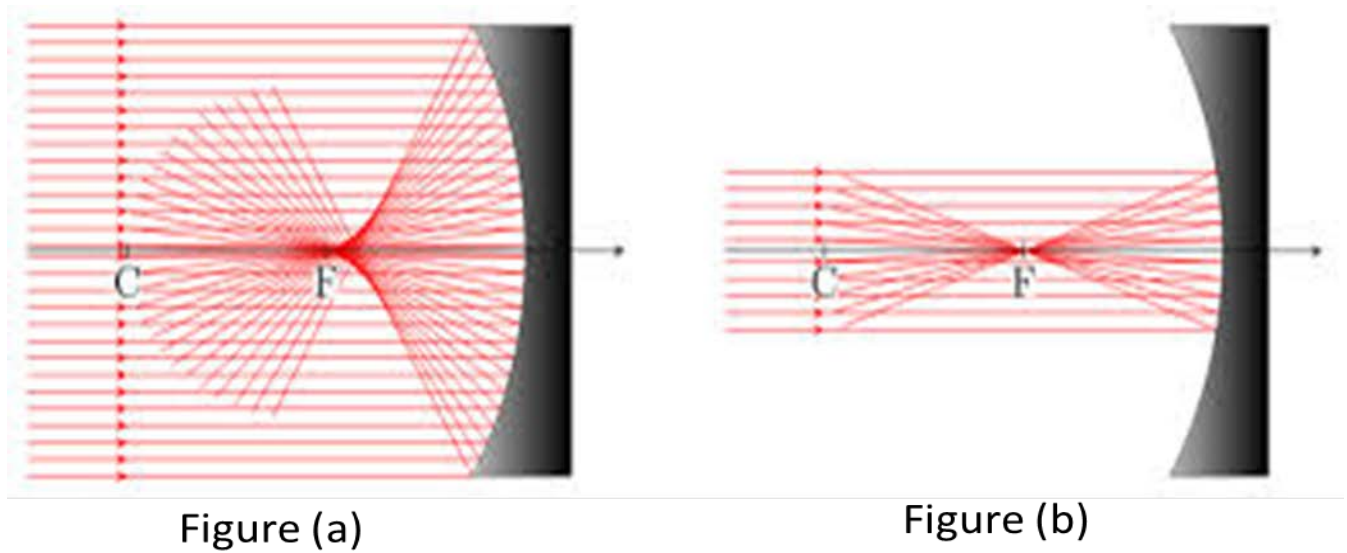


Figure 1.4.5

Donc pour obtenir d'un système optique un stigmatisme il faut satisfaire certaines conditions, on parle donc de *condition de Gauss*.

**Les conditions de Gauss sont :**

- Les rayons de lumière font un angle petit avec l'axe du système. On parle de rayons par-axe optique
- Les rayons rencontrent le dioptré ou le miroir au voisinage de leurs sommets situés sur l'axe optique si le système est centré.
- L'angle d'incidence des rayons sur les dioptrés ou les miroirs est petit

Dans la suite, on se met dans les conditions de Gauss.

*Relation de conjugaison :*

La relation qui lie la position de l'image à la position de l'objet pour des systèmes optiques centrés dans l'approximation de Gauss est appelée relation de conjugaison

- Avec origine au sommet :

$$\frac{1}{\overline{SA}} + \frac{1}{\overline{SA'}} = \frac{2}{\overline{SC}} = \frac{1}{f}$$

- Avec origine au centre :

$$\frac{1}{\overline{CA}} + \frac{1}{\overline{CA'}} = \frac{2}{\overline{CS}} = \frac{1}{f}$$

- Avec origine au foyer : appelée aussi relation de newton

$$\overline{FA} \overline{FA'} = \overline{FS}^2 = F^2 = ff' .$$

- Le grandissement :  $\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{CA'}}{\overline{CA}} = \frac{\overline{SA'}}{\overline{SA}}$  OU  $\gamma = \frac{\overline{FS}}{\overline{FA}} = \frac{\overline{FA'}}{\overline{FS}}$

## 1.5 Dioptre plan et dioptre sphérique

Un **dioptre** est une surface séparant deux milieux transparents homogènes et isotropes, d'indices de réfraction différents. On parle de *dioptre plan* si la surface de séparation est un plan, et de *dioptre sphérique* si c'est une sphère ou une partie d'une sphère. Si la lumière se propage en ligne droite dans un milieu homogène et isotrope, elle est déviée lors du passage d'un dioptre : il y a réfraction. Ce passage est régi par la loi de Snell-Descartes.

### Dioptre plan

Si A1 et A2 sont des points conjugués par rapport au dioptre plan alors - dans les conditions de Gauss- la relation de conjugaison nous permet d'écrire

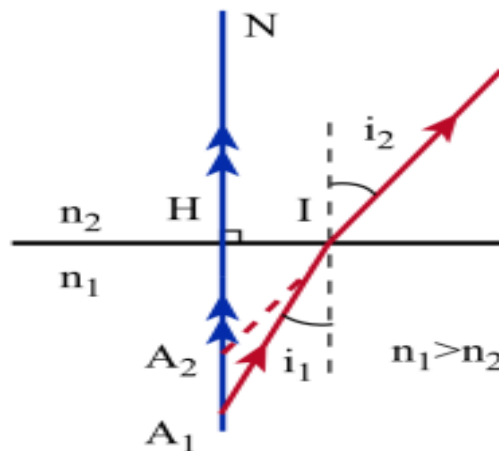


Figure 1.5.1

Relation de conjugaison :

$$\frac{n_1}{HA_1} = \frac{n_2}{HA_2}$$

Cette formule permet de préciser certaines données qualitatives. En effet on sait que les indices  $n_1$  et  $n_2$  sont des grandeurs positives; par conséquent  $\overline{HA_1}$  et  $\overline{HA_2}$  ne peuvent être que de même signe. Ceci signifie que :

pour un couple de points conjugués  $A_1$  et  $A_2$  appartenant, optiquement parlant au milieu d'indices respectifs  $n_1$  et  $n_2$

- -  $A_1$  et son image  $A_2$  sont toujours situés sur la même normale au dioptre
- -  $A_1$  et son image  $A_2$  sont toujours situés du même côté du dioptre
- -  $A_1$  et son image  $A_2$  sont toujours de nature différente : si l'un est réel, l'autre est virtuel et réciproquement
- - Si  $n_1 > n_2$  :  $A_1$  est toujours plus éloigné de la surface du dioptre que  $A_2$  ; inversement si  $n_1 < n_2$   $A_1$  est toujours plus proche de cette surface que  $A_2$ .

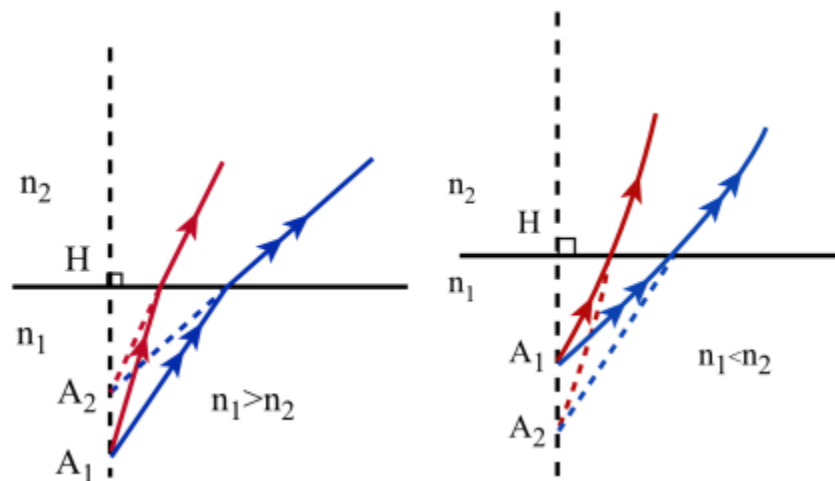


Figure 1.5.2

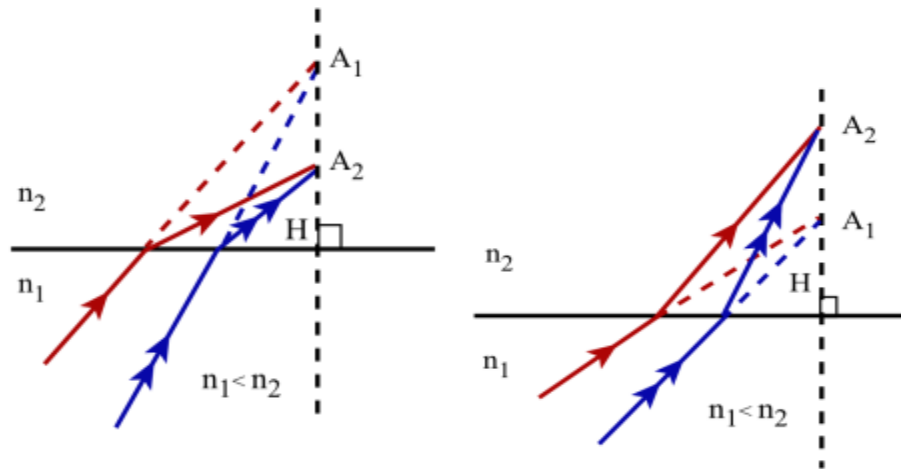


Figure 1.5.3

### Le dioptre sphérique

Un dioptre sphérique est une surface sphérique séparant deux milieux d'indices  $n$  et  $n'$  ( voir figure ci-dessous)

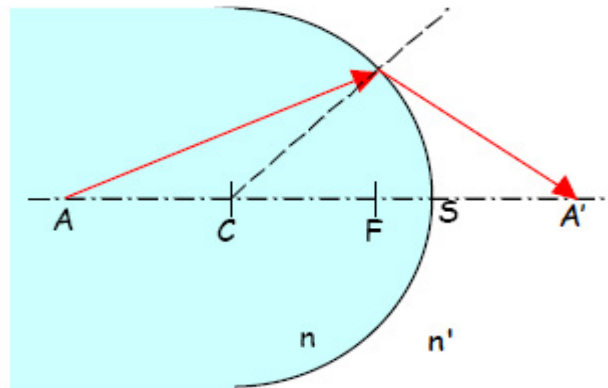


Figure 1.5.4

- $R = \overline{SC}$  : rayon de courbure *algébrique* du dioptre.
- $P = \overline{SA}$  : distance *algébrique* de l'objet. Si  $p < 0$ , l'objet est réel et si  $p > 0$ , l'objet est virtuel.
- $P' = \overline{SA'}$  : distance *algébrique* de l'image. Si  $p' > 0$ , l'image est réelle et si  $p' < 0$ , l'image est virtuelle.
- $V = \frac{n-n'}{R}$  : vergence du dioptre ; si  $V > 0$  le dioptre est convergent et si  $V < 0$  le dioptre est divergent. la vergence est homogène à l'inverse d'une distance est et l'unité de la vergence est le dioptre (m-1)
- $f = \overline{SF} = -\frac{n}{V}$  : distance *algébrique* focale objet ( $p' \rightarrow \infty$ ).



- $f' = SF' = \frac{n'}{v}$  : distance *algébrique* focale image ( $p \rightarrow \infty$ ) ;

### Construction d'images

Pour déterminer l'image d'un objet AB, il faut au moins deux rayons. Il existe, pour les dioptries sphériques, trois rayons particuliers :

- Un rayon qui passe par C n'est pas dévié.
- Un rayon qui passe par F (si F est en avant du dioptre figure 1.5.5) ou qui passerait par F (si F est en arrière du dioptre figure 1.5.6) ressort parallèlement à l'axe optique.
- Un rayon parallèle à l'axe optique ressort en convergeant vers F' (si F' est en arrière du dioptre figure 1.5.5) ou en divergeant, le rayon semblant provenir de F' (si F' est en avant du dioptre figure 1.5.6).

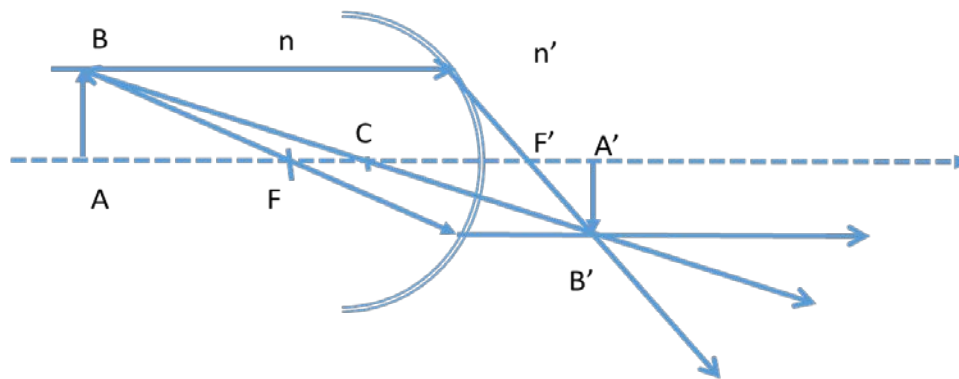


Figure 1.5.5 ( $n < n'$ )

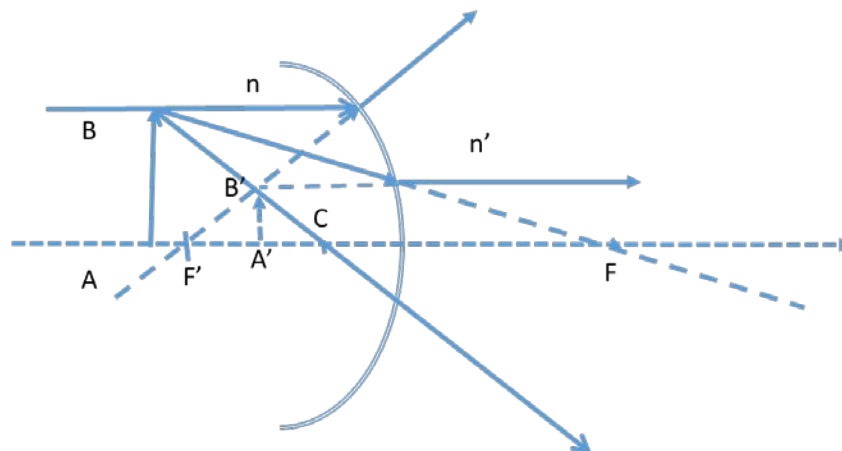


Figure 1.5.6 ( $n > n'$ )

### Relation de conjugaison

La relation de conjugaison du cas d'un dioptré sphérique est comme suit :

- Avec origine au sommet :  $\frac{n'}{p'} - \frac{n}{p} = \frac{n' - n}{\overline{SC}}$
- Avec origine au centre :  $\frac{n}{CA'} - \frac{n'}{CA} = \frac{n - n'}{\overline{CS}}$
- Le grandissement  $\gamma$  :  $\gamma = \frac{n p'}{n' p}$
- Les distances focales :

$$f = \overline{SF} = \frac{n'}{n - n'} \overline{SC}$$

$$f' = \overline{SF'} = \frac{n'}{n' - n} \overline{SC}$$

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

## 1.6 Prisme : formules, déviation et dispersion

**Définition :** Un prisme est un milieu transparent et homogène limité par deux dioptrés plans non parallèles qui constituent les faces du prisme ; celles-ci se coupent suivant une droite qui est l'arête du prisme. La face opposée à l'arrêt et la base du prisme et l'angle formé par les deux plans non parallèles est *l'angle au sommet du prisme*.

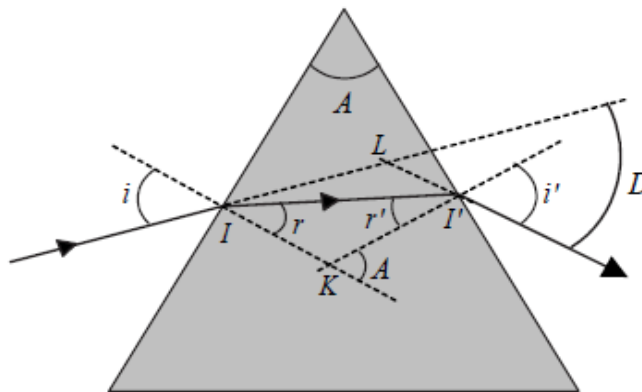


Figure 1.6.1

Si un faisceau monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$  traverse un prisme, il est seulement dévié (figure 1.6.1). Par contre, si le faisceau est polychromatique donc constitué de plusieurs longueurs d'onde  $\lambda_i$ , il sera décomposé en ses composantes spectrales (figure 1.6.2). Comme l'indice de réfraction diminue lorsque la longueur d'onde augmente, les longueurs d'ondes les plus courtes (violet) seront davantage déviées que les grandes longueurs d'onde (rouge)

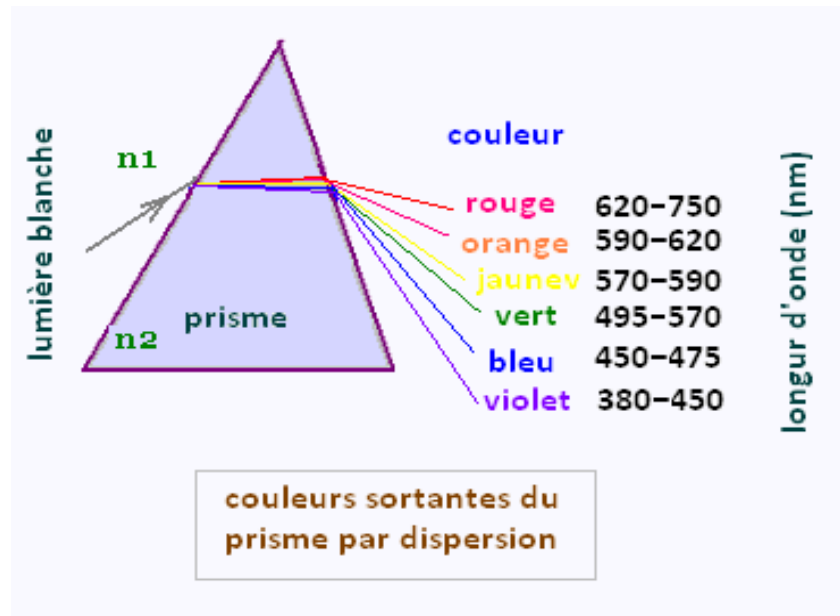


Figure 1.6.2

### Formule du prisme

Les formules du prisme sont :

- $\sin i = n \sin r$  .....(1)
- $\sin i' = n \sin r'$  .....(2).
- $A = r + r'$  .....(3)
- $D = i + i' - A$  .....(4)

La déviation  $D$  est une fonction des trois variables  $i$ ,  $n$  et  $A$ .  $D$  est positive. En effet,  $i > r$  et  $i' > r'$ . Donc  $i + i' > r + r' = A$ . La déviation se fait donc toujours vers la base du prisme pour un rayon incident situé côté base par rapport à la normale.

### **Condition d'émergence :**

L'indice  $n$  du verre composant le prisme étant supérieur à 1 dans le domaine visible, l'angle de réfraction  $r$  est toujours défini. Le rayon pénètre dans le prisme, quel que soit son angle d'incidence.

Pour qu'un rayon émerge du prisme en  $I'$  (figure 1.6.1), il faut que :  $r' < i_{rt}$  où  $i_{rt}$  est l'angle de réflexion totale défini par :  $i_{rt} = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right)$ .

D'autre part, nous savons que :  $r \leq i_{lim} = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right) = i_{rt}$

De la relation (3) du prisme on peut déduire :  $A \leq 2i_{rt}$

Donc, pour qu'un rayon émerge du prisme, il faut que  $A \leq 2i_{rt}$ . Dans le cas contraire, il y a réflexion totale sur la face de sortie du prisme.

En outre, d'après les relations (3) et (5) :  $A - i_{rt} \leq r \leq i_{rt}$

En déduit qu'il n'y aura émergence que si  $i_0 \leq i \leq \pi/2$

avec  $i_0$  défini par :  $\sin i_0 = n \sin(A - i_{rt})$

### **Pour résumer :**

Lorsque  $A \leq 2i_{rt}$  le rayon incident émerge du prisme si  $i_0 \leq i \leq \pi/2$

Avec :  $i_0 = \arcsin[n \sin(A - i_{rt})]$  et  
 $i_{rt} = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right)$

### **Etude de la déviation :**

A/ Variation de  $D$  en fonction de  $i$  (minimum de déviation):

Si l'on trace l'évolution de  $D$  en fonction de l'angle d'incidence  $i$  on obtient la courbe représentée sur la figure (1.6.3). On constate que lorsque  $i$  varie de  $i_0$  à  $\pi/2$ ,  $D$  décroît, passe par un minimum  $D_m$  puis augmente. Ce minimum se produit quand :  
 $i = i' = i_m = (D_m + A)/2$

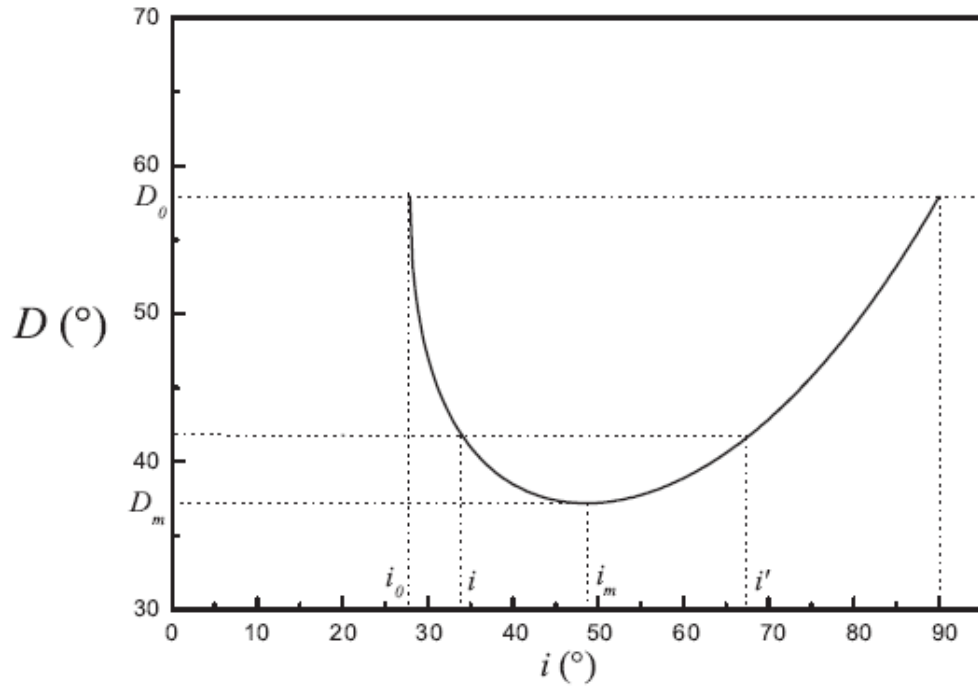


Figure 1.6.3

Au minimum de déviation, nous avons donc  $i = i' = i_m$  et  $r = r' = r_m$  ; dans ces conditions, les formules du prisme deviennent :

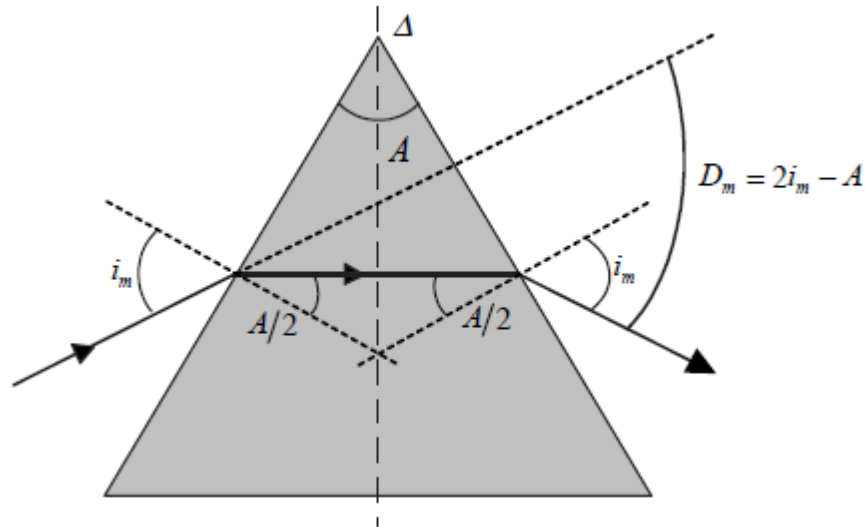
$$\begin{aligned} D_m &= 2i_m - A \\ A &= 2r_m \\ \sin i_m &= n \sin r_m \end{aligned}$$

Le trajet de la lumière est alors symétrique par rapport au plan bissecteur du prisme comme le montre le figure 1.6.4

En remplaçant  $i_m$  et  $r_m$  par leurs valeurs dans la relation de Snell-Descartes, il vient

$$n = \frac{\sin[(A + D_m)/2]}{\sin(A/2)}$$

Par conséquent, de la mesure de  $A$  et de  $D_m$ , on peut déduire de façon assez précise l'indice du prisme.



#### B/ Variation de $D$ en fonction de $n$ (effet de dispersion):

D'après les équations du prisme, nous constatons que la déviation dépend aussi de l'indice de réfraction  $n$  du prisme ; la déviation  $D$  augmente lorsque l'indice du prisme  $n$  augmente.

En première approximation, la loi de Cauchy donne les variations de l'indice de réfraction d'un verre en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$n \approx a + b/\lambda^2$$

Où  $a$  et  $b$  sont des constantes caractérisant le milieu transparent. Cette loi montre que l'indice augmente quand la longueur d'onde diminue, c'est à dire lorsque l'on passe du rouge au violet voir figure(1.6.2). Par conséquent, la lumière rouge sera moins déviée que la lumière violette. Ce qui est conforme aux constatations expérimentales

## **1.7 Lentilles minces : formules de position et construction d'images**

Une lentille est un milieu transparent d'indice  $n$  limité par deux dioptries sphériques de sommet  $S_1$  et  $S_2$  ou un dioptre plan et un dioptre sphérique. Soient  $e$  l'épaisseur de la lentille,  $R_1$  et  $R_2$  les rayons de courbure des deux dioptries. Pour les lentilles minces les sommets  $S_1$  et  $S_2$  sont pratiquement confondus en un même point  $O$  (Figure 1.7.1). Le point  $O$  est appelé centre de la lentille. L'axe passant par  $O$ , et est appelé axe principal de la lentille. Le plan perpendiculaire à cet axe est appelé plan de la lentille. La lentille possède un foyer objet noté  $F$  et un foyer image noté  $F'$ .

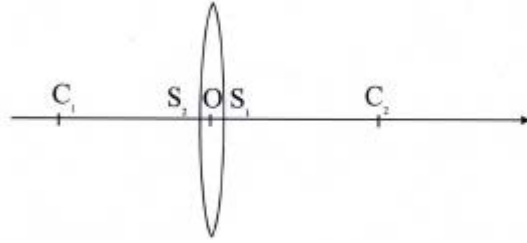


Figure 1.7.1

On distingue deux types de lentilles minces, lentille convergente et divergente. (figure 1.7.2)



Figure 1.7.2

On définit les distances focales

- $f = \overline{OF}$  est négative pour une lentille convergente et positive pour une lentille divergente (figure 1.7.3)
- $f' = \overline{OF'}$  est positive pour une lentille convergente et négative pour une lentille divergente (figure 1.7.4)

La vergence « V » d'une lentille est  $V = \frac{1}{f} = -\frac{1}{f'}$ .



Figure 1.7.3

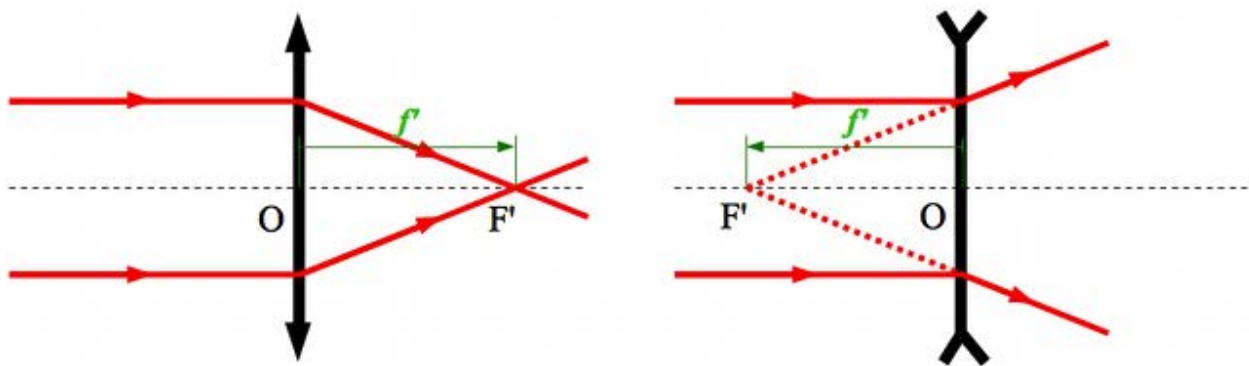


Figure 1.7.4

Construction de l'image d'un objet

- Un rayon passant par le centre optique n'est pas dévié (rayon 1 sur la figure 1.7.5 et figure 1.7.6)
- Un rayon incident parallèle à l'axe optique donne un rayon émergent (ou son prolongement) qui passe par le foyer image (rayon 2 sur la figure 1.7.5 et figure 1.7.6)
- Un rayon incident (ou son prolongement) passant par le foyer objet donne un rayon émergent parallèle à l'axe optique (rayon 3 sur la figure 1.7.5 et figure 1.7.6)
- Deux rayons incidents parallèles donnent des rayons émergents qui, eux ou leur prolongement, se croisent dans le plan focal image (figure 1.7.4)
- Deux rayons incidents qui, eux ou leur prolongement, se croisent dans le plan focal objet donnent des rayons émergents parallèles entre eux. (figure 1.7.4)

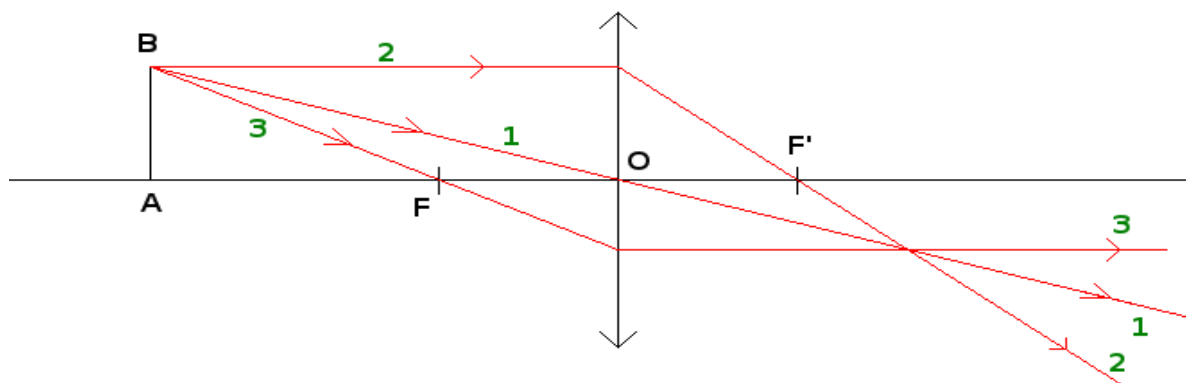


Figure 1.7.5 lentille convergente



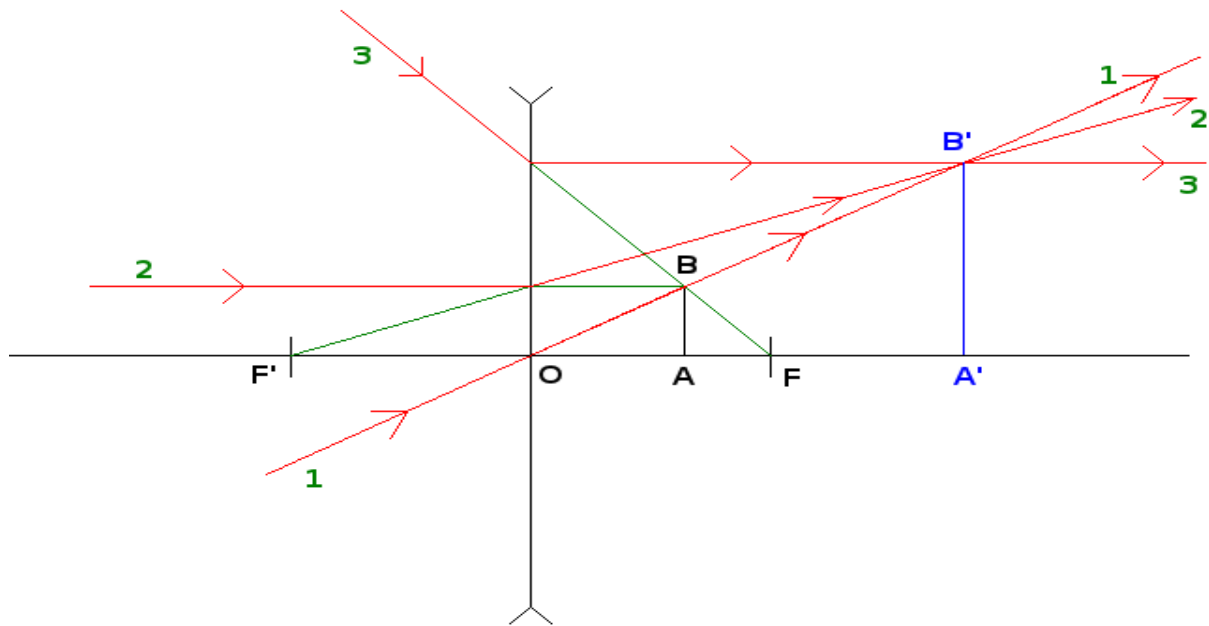


Figure 1.7.6 : Lentille divergente

Formule de conjugaison :

- Avec origine au sommet :  $\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f'} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$
- Avec origine aux foyers :  $\overline{F'A'} \cdot \overline{FA} = \overline{F'O} \cdot \overline{FO} = -f'^2 = -f^2 = ff'$
- Le grandissement :  $\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{O'A'}}{\overline{OA}}$   
Si  $\gamma < 0$  image est inversée si  $\gamma > 0$  l'image est droite

## 1.8 Doublets de lentilles minces

Un doublet est constitué de deux lentilles minces non accolées. Il est possible de modéliser un grand nombre de systèmes optiques avec cette association.

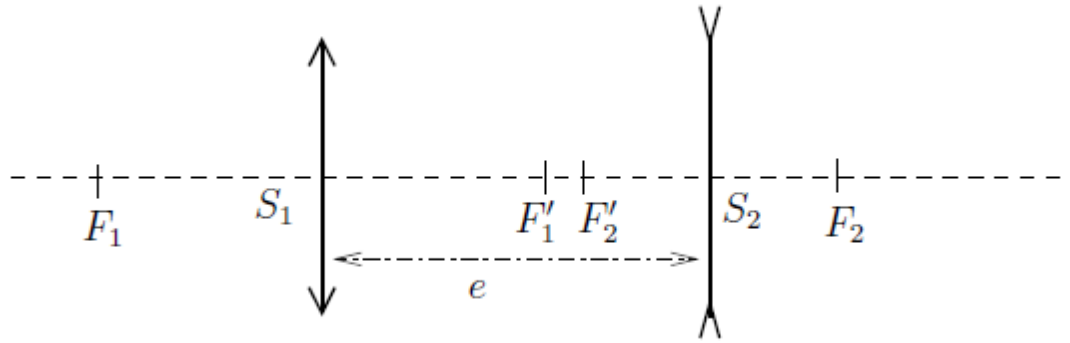


Figure 1.7.7

Si on pose  $V_1 = 1/f'_1$  et  $V_2 = 1/f'_2$  les vergences des deux lentilles,  $f'_1$  et  $f'_2$  étant les distances focales images des lentilles,  $S_1$  et  $S_2$  leurs sommets et  $e = S_1S_2$  la distance entre les lentilles, alors la vergence du système est donnée par la formule de *Gullstrand* :

$$V = V_1 + V_2 - eV_1V_2$$

D'où on déduit la distance focale équivalente

$$f' = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - e}$$

Dans le cas où les deux lentilles sont accolées ( $S_1$  et  $S_2$  sont confondues) autrement  $e=0$  la vergence du doublet accolé est la somme des deux vergences

$$V = V_1 + V_2$$

# Chapitre 2 :

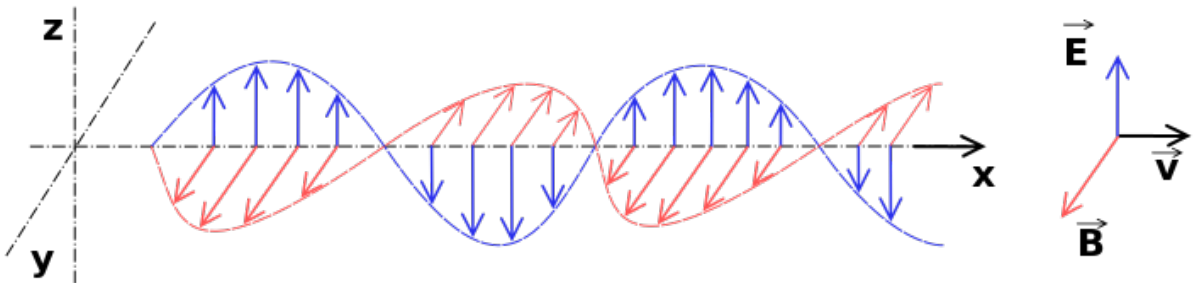
## Quelques notions d'optique ondulatoire

### 2.1 Introduction

L'optique physique ou optique ondulatoire est la discipline qui étudie la lumière en la considérant comme étant une onde électromagnétique et s'intéresse plus particulièrement aux phénomènes affectant les ondes, comme les interférences et la diffraction.

Ce sont les travaux sur l'électromagnétisme de Maxwell aboutis en 1873 qui permettent d'expliquer le phénomène ondulatoire de la lumière. Il définit la lumière comme une onde qui se propage sous la forme d'un rayonnement électromagnétique. IL a montré que la lumière peut être modélisée par un champ électromagnétique qui se propage dans une direction perpendiculaire à lui-même. Lorsque ce champ a une fréquence bien déterminée, l'onde associée peut être caractérisée par sa **longueur d'onde qui dépend, d'ailleurs, du milieu où elle se propage**. (Dans le cas de la lumière visible, la couleur perçue par le cerveau, via l'œil, est la manifestation de la fréquence et non de la longueur d'onde).

Donc en considérant la lumière comme une onde électromagnétique. Elle est représenté par une onde electromagnitique :comme suite



La variation d'un champ électrique E en fonction du temps est représentée par la fonction suivante

En forme sinusoïdale :  $\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - \varphi)$

En forme complexe :  $\underline{E}_1 = E_{1,0} e^{j(\omega t - \varphi_1)}$

Avec

$E_0 :$	L'amplitude maximale de l'onde monochromatique
$\omega :$	La pulsation
$\varphi :$	La phase
$f=\omega/2\pi$	La fréquence de l'onde monochromatique
$T=1/f$	La période de l'onde monochromatique.
$K=\omega/v$	Le vecteur d'onde
$\lambda=vT$	La longueur d'onde (La longueur d'onde $\lambda$ de l'onde monochromatique est la distance parcourue par l'onde pendant une période)
$\sigma=1/\lambda$	Le nombre d'onde

## 2.2 Les interférences :

Le phénomène d'interférence est dû à la superposition de deux ou plusieurs ondes lumineuses. Les vibrations de même longueur d'onde et cohérentes (à savoir présentant une différence de phase constante) s'additionnent. Il y a interférence constructive lorsque les amplitudes des ondes interférant s'ajoutent au point considéré, interférence destructive lorsqu'elles se retranchent.

## 2.3. Expression de l'intensité :

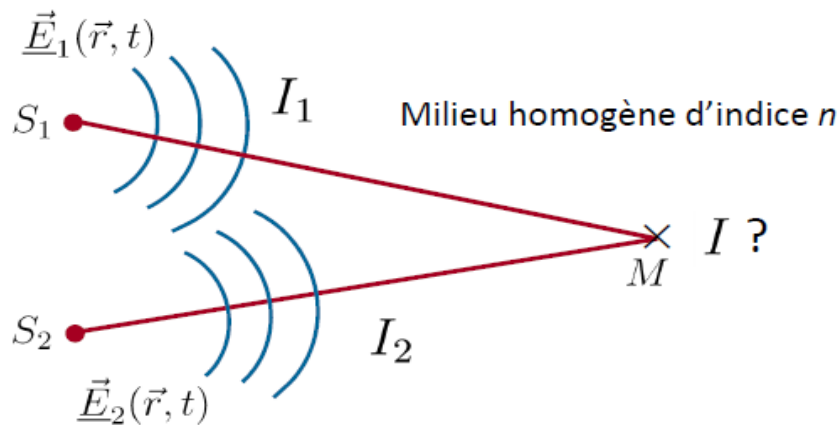


Figure 2.3

Soit  $E_1(t) = A_1 \cos(\omega t - \phi_1)$  et  $E_2(t) = A_2 \cos(\omega t - \phi_2)$  deux ondes *scalaires*, de magnitude  $E_1$  et  $E_2$ . Les phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$  tiennent compte du déphasage de chaque onde accumulée au cours de la propagation de l'onde même. En un point de l'espace  $M$  (voir figure 2.3., la vibration résultant de leur addition est :

$$\begin{aligned}
E(t) &= E_1 + E_2 = \text{Re}(A_1 e^{i(\omega t - \varphi_1)} + A_2 e^{i(\omega t - \varphi_2)}) \\
&= \text{Re}[A_1 e^{i(-\varphi_1)} + A_2 e^{i(-\varphi_2)}] e^{i\omega t} \\
&= \text{Re}(A e^{i\omega t})
\end{aligned}$$

Où on a introduit l'amplitude complexe totale

$$A = A_1 e^{i(-\varphi_1)} + A_2 e^{i(-\varphi_2)}$$

L'œil et les détecteurs sont sensibles à l'intensité qui est proportionnelle au carré de l'amplitude. On a alors :

$$I \propto A^2 = AA^* = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda_0}$$

Avec  $\delta$  la différence de marche.

### **2.4 La différence de marche optique $\delta$ :**

La différence de marche  $\delta$  est la différence de chemin optique  $S_1M - S_2M$  (voir figure 2.3) :  $\delta = nS_1M - nS_2M$

### **2.5 Ordre d'interférence $p$ :**

on définit l'ordre d'interférence comme  $p = \frac{\delta}{\lambda_0}$

$$\text{Donc : } I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2\pi p)$$

$$\text{Intensité maximale ( } p \text{ entier)} \Leftrightarrow I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$$

$$\text{Intensité minimale ( } p=m+1/2) \Leftrightarrow I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

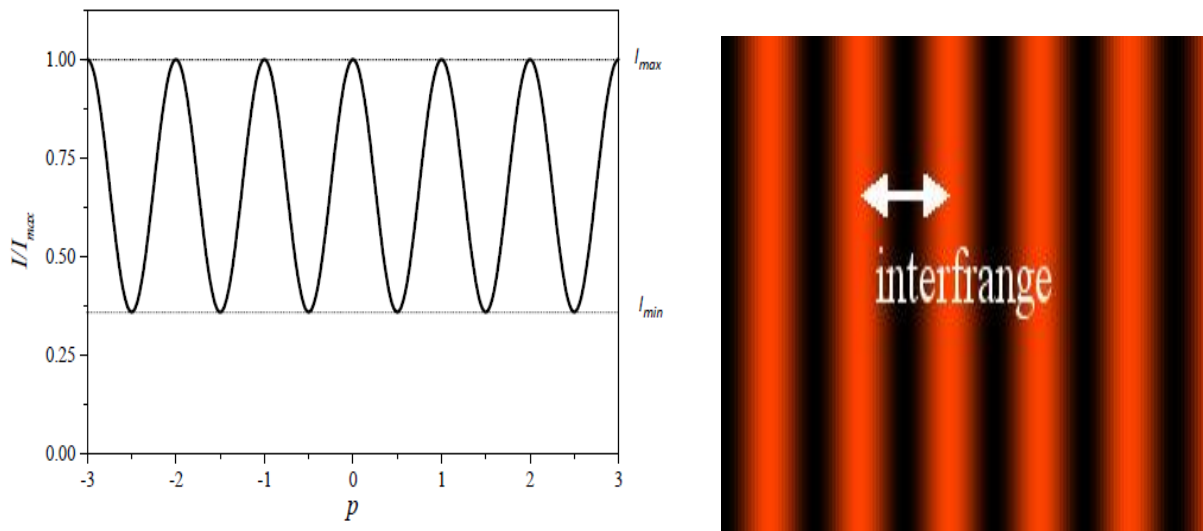


Figure 2.5

Il existe deux grandes familles de dispositifs d'interférence. Des dispositifs d'interférence par **Division front d'onde** : Trous de Young-Miroirs de Fresnel-Biprisme de Fresnel-Bilentilles de Billet-Bilentilles de Meslin. Et des dispositifs interférentiels par **division d'amplitude** lame à faces parallèles- Coin de verre-Anneaux de Newton- Interféromètre de Michelson.

## **2.6 Interférence par division de front d'onde**

### **2.6.1 Expérience de Young:**

L'expérience de Young fait partie des expériences les plus spectaculaire et celle qui a permis de vérifier l'aspect ondulatoire de la lumière.

Le dispositif expérimental se compose de : Une source de lumière ponctuelle  $S$  – d'un obstacle sur lequel il y a deux petit trous noté  $S_1$  et  $S_2$ , la distance entre les deux sources est  $a$ . d'un écran pour visualiser le champ d'interférence, il se trouve à une distance  $D$ . voir figure 2.6.1 Lorsque la lumière est émise par la source  $S$  nous observons sur l'écran une alternance entre des franges brillantes et des franges sombres (figure 2.5).

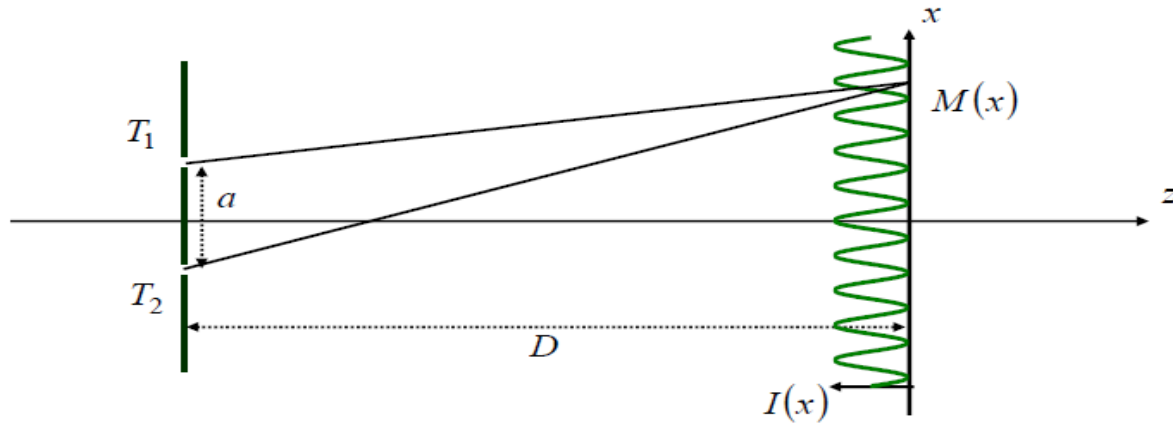


Figure 2.6.1

Le différence de marche  $\delta = \frac{ax}{D}$  elle ne dépend que de x

L'ordre d'interférence  $p = \frac{\gamma}{\lambda_0} = \frac{ax}{\lambda_0 D}$

L'interfrange : est la distance  $d$  qui sépare deux franges claires(sombres) consécutif

$$d = x_{m+1} - x_m = \frac{\lambda_0 D}{a}$$

**Remarque :** les interféromètres suivants étant similaires aux trous de YOUNG, nous présenterons pour chacun leur géométrie ainsi que le champ d'interférence.

### 2.6.2 Miroir de LLOYD

Le dispositif se compose d'une source de lumière S et d'un miroir réfléchissant

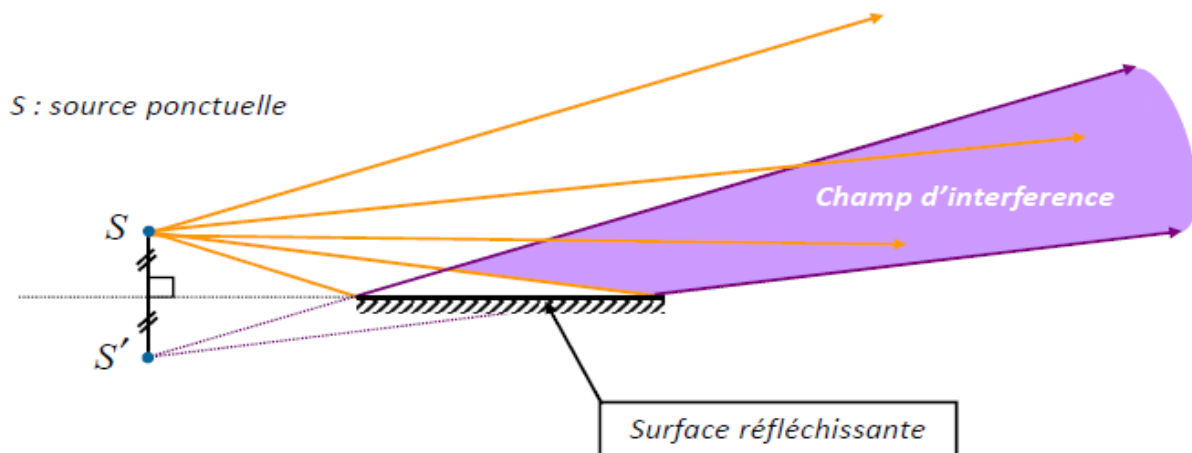


Figure 2.6.1

### 2.6.3 Bi-lentille de Billet

Le dispositif est constitué de deux demi-lentilles ( $L_1$ ) et ( $L_2$ ). Leur centres respectifs  $O_1$  et  $O_2$  sont légèrement écartés de l'axe de symétrie du système. L'objet  $S$  (source primaire ponctuelle) possède donc deux images  $S_1$  et  $S_2$  hors d'axe constituant les deux sources secondaires.

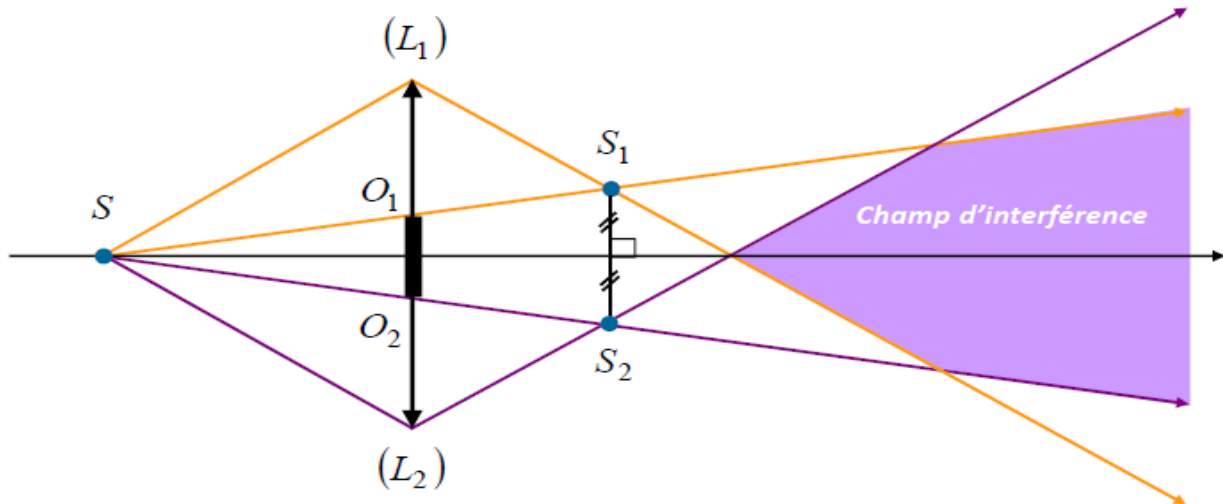


Figure 2.6.3

### 2.6.4 Bi-prisme de FRESNEL

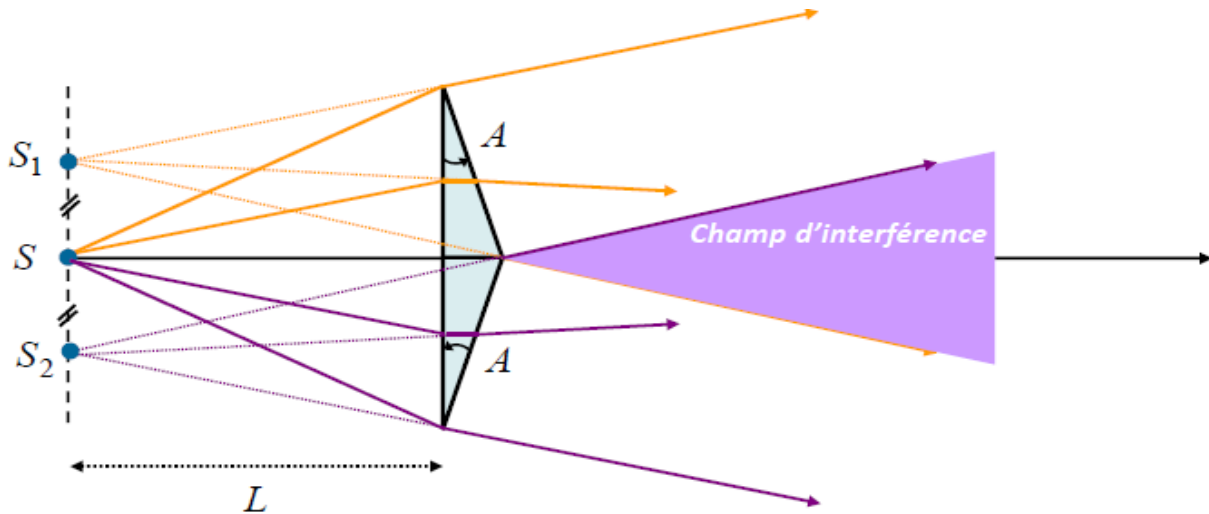


Figure 2.6.4

Pour des angles  $A$  faibles, les faisceaux issus de  $S$  sont déviés d'une quantité  $\pm(n-1)A$

Après la traversée du bi-prisme, la source primaire  $S$  produit deux sources secondaires  $S_1$  et  $S_2$  séparées d'une quantité  $S_1S_2=2L(n-1)A$



## 2.7 Interférence par division d'amplitude :

*Cas des interféromètres à division du front d'onde :* les franges restent non localisées, mais la visibilité baisse en tout point du champ d'interférence.

- *Cas des interféromètres à division d'amplitude :* la visibilité baisse en tout point du champ d'interférence sauf sur une surface appelée surface de localisation : les interférences y sont localisées et bien visibles.

### 2.7.1 lame à face parallèle

Ce dispositif interférentiel est formé en général d'une lame constituée d'un matériau homogène et transparent d'indice  $n$ , dont les deux faces sont planes et parallèles

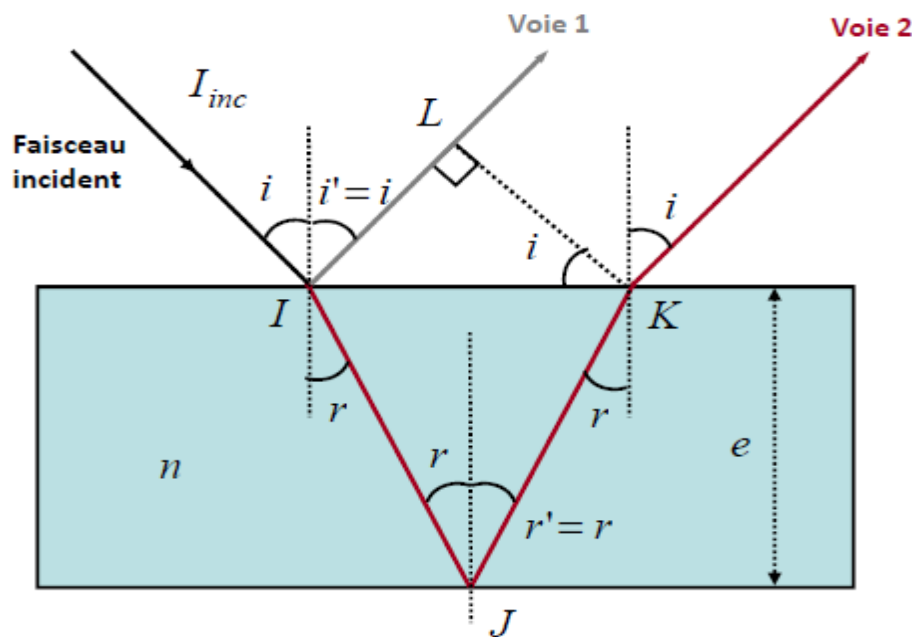


Figure 2.7.1

Au point  $I$  :  $\sin i = n \sin r$  et  $i = i'$

Au point  $J$  :  $r' = r$

Au point  $K$  :  $n \sin r = \sin i$

Les rayons de la voie 1 et de la voie 2 sont donc parallèles et se coupent à l'infini, on dit que les interférences sont localisées à l'infini (figure 2.7.1).

La différence de marche :  $\delta = (IJ) + (JK) - \left[ (IL) - \frac{\lambda_0}{2} \right]$

Avec

- $(IJ) = (JK) = nIJ = \frac{ne}{\cos r}$
- $(IL) = 2e \tan r \sin i$

Après calcul est facile de trouver que la différence de marche s'écrit comme suit :

$$\delta = 2ne \cos r + \frac{\lambda_0}{2}$$

Remarque :

$\frac{\lambda_0}{2}$  Correspond au déphasage supplémentaire dû à la réflexion au niveau du dioptre air/verre sur la voie 1

L'intensité :

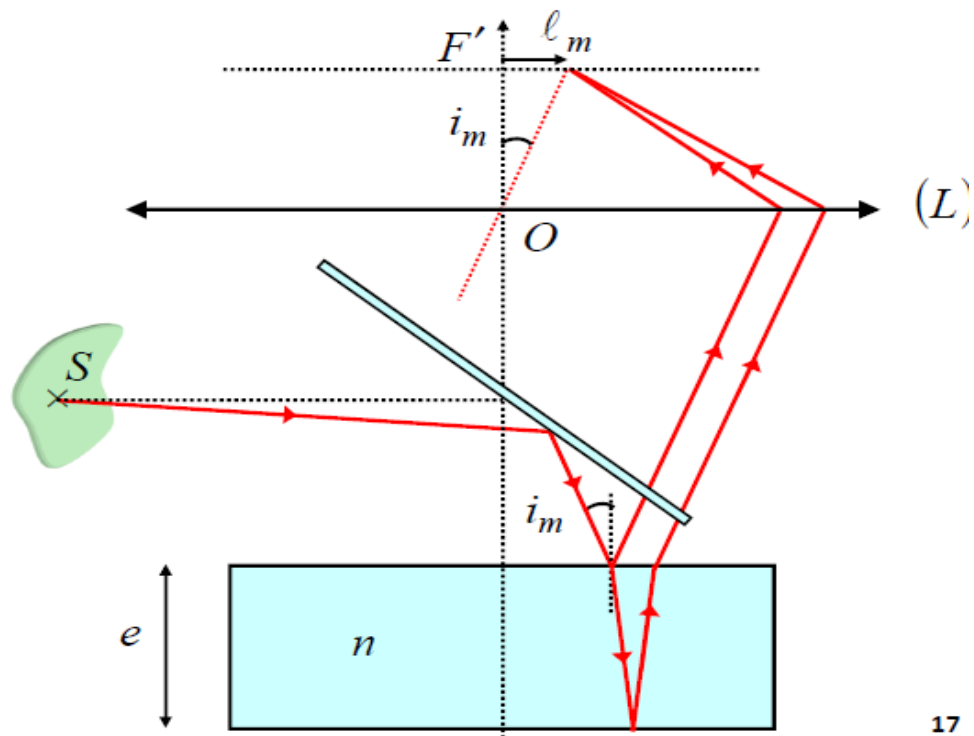
Dans l'approximation de Gauss l'intensité  $\sin i \approx i$  tous les points qui se trouvent à un angle  $i$  ont pour intensité  $I(i)$  qui est donnée par la formule suivante :

$$I(i) = 2I_0 \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{4\pi ne}{\lambda_0} \left( 1 - \frac{i^2}{2n^2} \right) + \pi \right] \right\}$$

Ordre d'interférence :

$$p = \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{2ne}{\lambda_0} \left( 1 - \frac{i^2}{2n^2} \right) + \frac{1}{2}$$

On obtient d'autant plus de franges que  $K$  est grand. C'est à dire que le nombre de franges dépend directement de l'épaisseur  $e$  de la lame. Le système possède une symétrie de révolution autour de la normale à la lame : on obtient des anneaux d'égale inclinaison localisés à l'infini. Ces anneaux étant localisés à l'infini ils sont caractérisés par leur diamètre angulaire. On peut les observer de deux manières ; A l'œil sans accommoder ou bien dans le plan focal d'une lentille, par projection voir figure (2.7.2)



17

Figure 2.7.2

L'anneau d'ordre  $m$  à un rayon tel que :

$$l_m = OF' i_m = f' i_m$$

La figure 2.7.3 ci-dessous, représente les anneaux observés sur le plan focal de la lentille

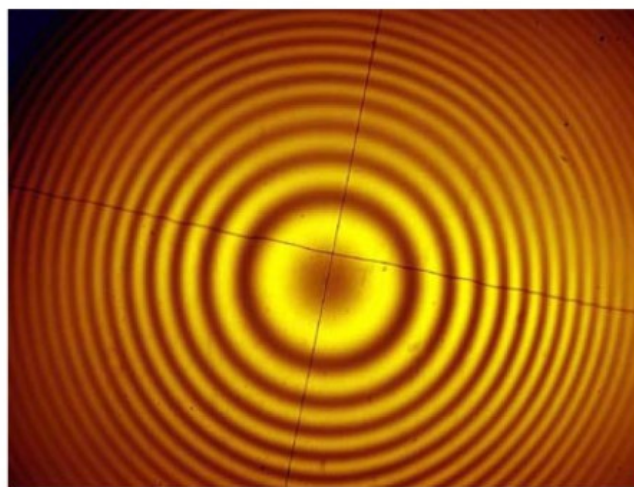


Figure 2.7.3

### 2.7.2 lame quasi-parallèle : cas du coin de verre

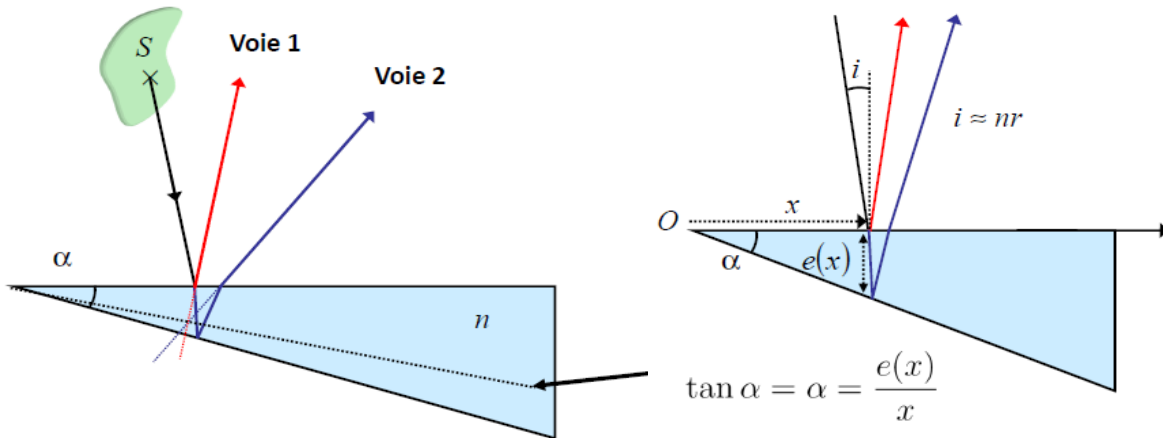


Figure 2.7.1

Considérons un rayon issu de la source  $S$ . Une partie (4%) est réfléchi ce qui constitue la voie 1. Le reste est réfracté et se réfléchit sur la face intérieure. Ce rayon est ensuite réfracté ce qui constitue la voie 2. Ces deux rayons se coupent au voisinage de la lame. Les interférences sont localisées sur un plan passant par l'arrête du coin situé en son voisinage ( ce qui est pointillé sur la figure 2.7.1).

L'angle  $\alpha$  (formé par les deux faces de la lame) et l'angle d'incidence  $i$  étant faible il est simple de retrouver l'expression de la différence de marche, de l'ordre d'interférence et de l'interfrange :

La différence de marche :  $\delta = 2n\alpha x + \frac{\lambda_0}{2}$

L'ordre d'interférence :  $p = \frac{2n\alpha x}{\lambda_0} + \frac{1}{2}$

L'interfrange  $d = \frac{\lambda_0}{2n\alpha}$

## 2.8 La diffraction

Considérons le cas d'une onde plane (rayons issus de l'infini) se propageant selon OZ. On place dans le plan xOy perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde une fente de largeur  $d$ . Lors du passage de l'onde à travers la fente, chaque point de la fente peut être considéré comme une source secondaire (principe de Huygens). La vibration résultante sera donnée par l'addition

(interférence) de toutes les sources secondaires (une infinité) qui constituent la fente. Suivant la direction de l'écart angulaire  $\theta$  par rapport l'axe de la fente, on observera une interférence constructive ou destructive. L'intensité diffractée peut s'écrire :

$$I(x) = I_0 \left( \frac{\sin[h(x)]}{h(x)} \right)^2$$

Où :  $h(x) = \frac{\pi dx}{\lambda R}$   $I_0$  est une constante. La position des minimums ( interférence destructive) est déterminée par  $h(x) = j\pi$ , avec  $j = \mp 1, \mp 2 \dots$

En fonction de l'angle  $\theta$  on obtient la relation  $\sin \theta_j = j \frac{\lambda}{d}$

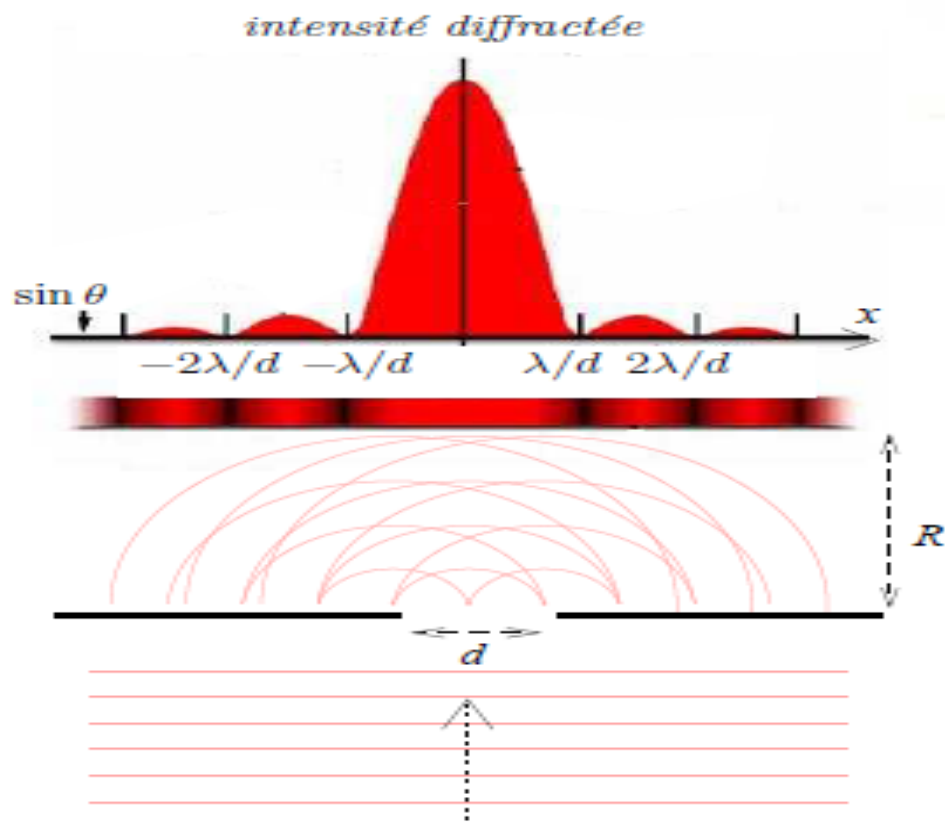


Figure 2.8

## Bibliographie

- Toute la physique 2<sup>e</sup> édition (Horst Stöcker, Francis Jundt, Georges Guillaume) Dunod
- Physique Tout en un MPSI. PCSI.PTSI 3<sup>e</sup> édition (Marie Noële Sanz, Anne Emmanuelle Badel, François Clausset) Dunod
- Référence Prépas MPSI PTSI (Pierre Grécias, Jean-Pierre Migon) Dunod
- Optique géométrique (Agnès MAURE)L, Bellin Sup
- Notes de Cours d'optique polycopie de l'école polytechnique de l'université de Nice-Sophia Antipolis (Patrizia Vignolo, Nasser Kriouche, Nicolas Mercadier)  
[peip.polytech.free.fr/page/Optique/cours.pdf](http://peip.polytech.free.fr/page/Optique/cours.pdf)
- Physique Le compagnon PCSI (Thibaut Cousin, Hervé Perodeau) Dunod
- Optique - Cours et exercices corrigés ( D. FIEL & P. COLIN), Ed. Ellipses, (1999)
- Optique - Fondements et Applications avec 250 exercices et problèmes résolus,(J-P. PEREZ) Ed Dunod, (2004)
- Optique Physique - Cours : Propagation de la lumière F. WELL, , Ed. Ellipses, (2005)
- Optique Géométrique - Cours et exercices corrigés (T. BECHERRAWY), Ed. Debœck, (2006)
- La Physique en Fac - Optique - Cours et exercices corrigés (E. AMZALLAG), Ed. Dunod, (2006)
- Mis 103 Optique Géométrique Bordeaux
- [http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve\\_tulloue/optiqueGeo/instruments/correction.html](http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/optiqueGeo/instruments/correction.html)