الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique
—
Université
Yahia FARES de MEDEA

Faculté des Sciences

زارة التعليم العالي و البحث العلمي
—
جامعة يحي فارس بالمدية

كليــة العلــوم

N°:……./CSF/2018

POLYCOPIE DE COURS

Optique géométrique et ondulatoire

Auteur :

Dr: Sebbar Djamel

Destiné aux étudiants de

Discipline : Physique

Spécialité : Physique des matériaux

Niveau : Master 1

Année : 2019-2020

Approuvé par le Conseil Scientifique de la Faculté en date du :

Préface

Ce polycopié de cours d'optique géométrique et ondulatoire est destiné aux étudiants inscrits en première année master "physique des matériaux". Le contenu de ce polycopié de cours est bien adapté au nouveau programme du canevas proposé en 2016.

TABLE DES MATIERES

Chapitre I : Rappels sur les fondements de l'optique géométrique

I. L'optique 01
I.1.1 La lumière 01
I.1.2 Principes de l'optique géométrique 01
I.1.2.1 Propagation rectiligne de la lumière 01
I.1.2.2 Principe du retour inverse 01
I.1.3 Les objets lumineux 01
I.2 Indice de réfraction d'un milieu matériel 01
I.2.1 Les corps transparents, opaques, translucides 02
I.2.2 L'hypothèse des rayons lumineux 02
I.2.3 Les faisceaux lumineux 02
I.2.4 Le diamètre apparent d'un objet 02
I.3 Notions de stigmatisme 03
I.3.1 Stigmatisme rigoureux 03
I.3.2 Stigmatisme approché 03
I.4 Réfraction et réflexion 03
I.4.1 Définition 03
I.4.2 Les lois de la réflexion 04
I.4.3 Angle de réfraction limite 04
I.4.4 Réflexion totale 05
I.5 Le Prisme 05
I.5.1 Définition 05
I.5.2 Etude de la déviation 05
I.5.3 Les équations d'un prisme 06
I.5.3.1 Formule de la déviation minimale et indice de réfraction 06
I.6 Les dioptres sphériques 07
I.6.1 Définition 07
I.6.2 Les types des dioptres 08
I.6.3 La puissance (divergence) π 08
I.6.4 La relation de conjugaison d'un dioptre 09
I.6.5 Les foyers objet et image 10
I.6.6 Le grandissement 10
I.6.7 Construction de l'image 10
I.7 Miroir sphérique 11
I.7.1 La relation de conjugaison 11
I.7.2 Comparaison entre dioptre sphérique et miroir sphérique 12
I.8 Les lentilles 13
I.8.1 Définition 13
I.8.2 Centre optique et axe optique d'une lentille 14
I.8.3 Caractéristiques d'une lentille mince 14
I.8.3.1 Foyer d'une lentille mince 14
I.8.4 La construction graphique des images 15
I.8.4.1 Une lentille convergente 15
I.8.4.2 Une lentille divergente 15
I.8.5 Relation de conjugaison 16
I.8.6 La vergence V d'une lentille mince 16
I.8.7 Le Grandissement 16
I.8.8 Association de lentilles (cas des lentilles accolées) 17
EXERCICES 18

Chapitre II : Aspect ondulatoire de la lumière

II.1 Les équation de Maxwell 20
II.2 Superposition de deux ondes scalaires 21
II.2.1 La superposition de deux ondes 21
II.2.2 La superposition des deux ondes sphériques 21
II.2.3 Superposition de deux ondes de mêmes fréquences et de phases différentes 22
II.3 Milieux dispersifs 23
II.3.1 La vitesse de phase 23
II.3.2 La vitesse de groupe 23
EXERCICES 24

Chapitre III : Polarisation de la lumière

III.1 Définition 26
III.2 Les états de polarisation de la lumière 27
III.3 Polariseur et analyseur 28
III.4 Loi de Malus 29
III.5 Les lames à retard de phase 29
III.6 Biréfringences (lame biréfringente) 29
III.6.1 Types de lames à retard 29
III.7 Le degré de polarisation 30
EXERCICES 31

Chapitre IV : La diffraction

IV.1 Définition 32
V.2 IV.2 Principe de Huygens-Fresnel 32
IV.3Les types de diffraction 32
IV.3.1 Diffraction de Fresnel 32
IV.3.2 Diffraction de Fraunhofer 32
IV.4 Mise en évidence de la diffraction 32
IV.5 Les Approximions 33
IV.5.1 Approximation de Fresnel 33
IV.5.2 Approximation de Fraunhofer 33
IV.6 Diffraction à l'infini par une ouverture rectangulaire 34
IV.7 Diffraction par ouverture circulaire 35
EXERCICES 40

Chapitre V : Interférences lumineuses

V.1 Généralités 42
V.2 Théorie de l'expérience d'Young 42
V.3 Calcul de la différence de marche 42
V.4 Calcul de l'intensité lumineuse 44
V.5 Visibilité (contraste) des Franges 45
V.6 Interféromètres à division de front et amplitude d'onde 46
V.7 Applications de l'interférence 46
EXERCICES 48

Chapitre I : Rappels sur les fondements de l'optique géométrique

I.1 L'optique est l'étude des phénomènes lumineux ; c'est-à-dire de ceux qui affecte à notre œil. Nous n'étudierons que l'optique géométrique, basée sur la propagation rectiligne, la réflexion et la réfraction de la lumière, elle explique la formation des images par les principaux instruments d'optique (loupe, microscope, lunette).

I.1.1 La lumière en physique est une onde électromagnétique caractérisée par les amplitudes couplées du champ électrique et du champ magnétique.

Cette onde se propage dans le vide avec une vitesse égale à la célérité de la lumière dans le vide :

$$c = 3.10^8\, m/s$$

L'onde peut aussi se propager dans un milieu matériel, avec une vitesse v < c.

L'onde lumineuse peut être caractérisée par :

– sa vitesse v dans le milieu,

– sa longueur d'onde λ dans le vide,

– sa fréquence ν.

I.1.2 Principes de l'optique géométrique

I.1.2.2 Propagation rectiligne de la lumière

La trajectoire d'un rayon lumineux dans un milieu homogène et isotrope est une ligne droite.

I.1.3 Principe du retour inverse

Le chemin suivi du point A vers un autre point B du milieu matériel par un rayon lumineux est le même chemin lorsque le rayon lumineux fait le retour du point B au point A.

I.1.4 Les objets lumineux Certains corps émettent de la lumière, ils sont lumineux par eux-mêmes : ce sont des sources de lumière. Parmi les sources naturelles, il convient de citer en premier le soleil, dont le rôle est éminent, les nombreux et très divers appareils d'éclairage sont des sources artificielles de lumière.

I.2 Indice de réfraction d'un milieu matériel

Soit v la vitesse de la lumière dans un milieu matériel transparent :

L'indice n du milieu est défini par :

$n = c/\mathrm{v}$, donc : $n > 1$

Le milieu est plus réfringent lorsque n est grand.

I.2.1 Les corps transparents, opaques, translucides la lumière émise par un objet lumineux se propage dans l'air, ce qui nous permet de le voir : on dit que l'air est *transparent*. Les gaz, l'eau et de nombreux liquides comme l'alcool, certains solides comme le verre, sont transparents. Par opposition, les corps qui interceptent la lumière sont dits *opaques*. Le verre dépoli, le papier mince, par contre on dit des corps sont *translucides* si une partie plus ou moins grande de la lumière les traverse, comme les métaux….

I.2.2 L'hypothèse des rayons lumineux on ne considère en optique géométrique que des milieux transparents : homogène si toutes ses parties sont identiques, il est isotrope s'il est de mêmes propriétés dans toutes les directions. Les milieux homogènes et isotropes sont comme le vide, les gaz et notamment l'air atmosphérique, les liquides et les verres. Par contre, un cristal est homogène, mais non isotrope ainsi dans le quarts. Nous admettons que : dans un milieu transparent, homogène et isotrope, la lumière se propage en ligne droite.

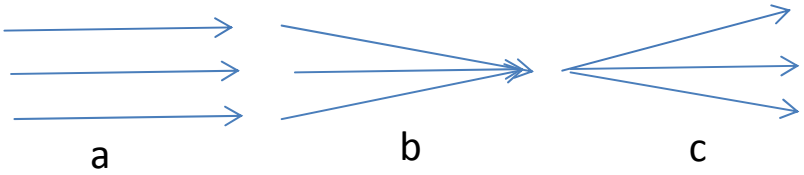
La vitesse de propagation, ou célérité, dépend du milieu. Dans le vide, sa valeur, qui est traditionnellement désignée par c, est d'environ $3.10^8\ m/s$.

I.2.3 Les faisceaux lumineux bien qu'un rayon lumineux n'ait pas d'existence physique réelle, on peut considérer qu'un faisceau lumineux est formé de rayons, cela permet de rendre compte du fonctionnement d'un système optique, tel que un miroir, une lentille, un prisme, etc. en dessinant la marche de quelques rayons,

a- *Rayons divergents*

b- *Rayons parallèles (cylindrique)*

c- *Rayons convergents*



I.2.4 Le diamètre apparent d'un objet le diamètre apparent de l'objet AB, pour l'œil placé au point o, est l'angle AOB=α sous lequel cet objet est vu du point O.

$$Diamètre\ apparent\ (rad) = \frac{Longueur\ de\ l'objet}{sa\ distance\ à\ l'oeil}$$

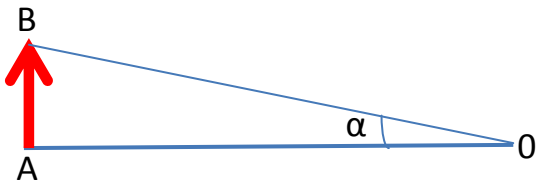


Figure I.1 : Le diamètre apparent de l'objet AB

I.3 Notions de stigmatisme

Pour un couple de points A (objet) et A' (image), si des rayons passants par A et traversent un système optique il existe au moins un rayon qui passe par le point A'.

I.3.1 Stigmatisme rigoureux

On dit qu'un système optique est rigoureusement stigmatique, si pour un point objet A il existe un seul point image A'. Ce stigmatique est vérifié dans le cas d'un miroir plan.

I.3.2 Stigmatisme approché : approximation de Gauss

Dans le stigmatisme approché, l'image crée pour un tel objet est typiquement une tache, et donc on la considère comme image ponctuelle.

D'après Gauss un système centré est approximativement stigmatique si :

- Les rayons sont paraxiaux.
- L'angle entre les rayons incidents et l'axe optique est faible.

I.4. Réfraction et réflexion

I.4.1 Définition lorsque la lumière arrive à la surface de séparation de deux milieux homogènes isotropes, on peut observer trois phénomènes.

1-la lumière est renvoyée dans toutes les directions, elle est diffusée, c'est la diffusion.

2- la lumière est renvoyée dans une direction privilégiée, elle est réfléchie, c'est la réflexion,

3- la lumière pénètre dans le second milieu, elle est réfractée, c'est la rétraction.

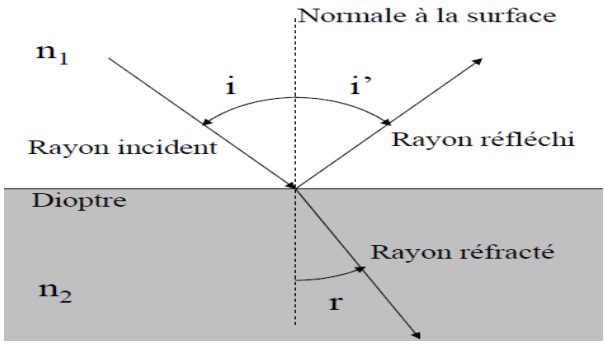


Figure I.2 : Représentation du rayon incident, réfléchi et réfracté pour un dioptre plan.

I.4.2 Les lois de la réflexion

Première loi : les rayons réfléchi et incident sont dans le même plan.

Deuxième loi : l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence et de sens opposé.

Troisième loi : les sinus des angles d'incidence et de réfraction sont liés par la relation :

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

Remarque : *si les angles d'incidence et de réfraction sont faibles,*

L'équation de troisième loi conduite à : $n_1 / n_2 = i_2 / i_1$ *(loi de KEPLER)*

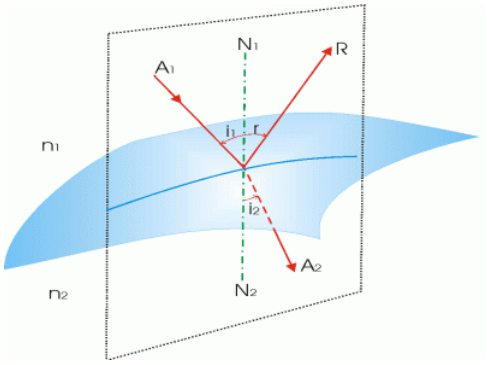


Figure I.3 : Représentation du rayon incident, réfracté et réfléchi.

I.4.3 Angle de réfraction limite

Si la lumière passe d'un milieu (1) moins réfringent à un milieu (2) plus réfringent, c'est-à-dire, $n_1 < n_2$. D'après la 3ème loi de Snell-Descartes on a :

$$sini_2 = \frac{n_1}{n_2} sini_1 \Rightarrow sini_2 < sini_1 \Rightarrow i_2 < i_1$$

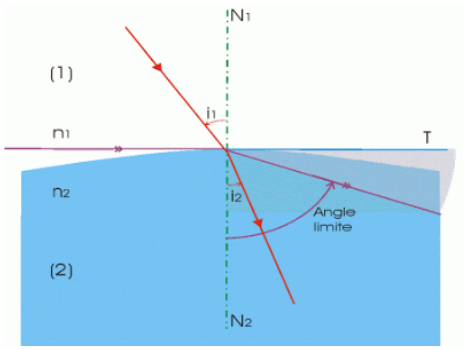


Figure I.4 : Représentation schématique de l'angle limite.

Pour une incidence rasante, le rayon incident est pratiquement tangent à la surface du dioptre. Lorsque i_1 varie entre $-\frac{\pi}{2}$ à $+\frac{\pi}{2}$, l'angle i_2 varie respectivement entre $-\ell$ à $+\ell$.

$$n_1 \sin\frac{\pi}{2} = n_2 sin\ell \Rightarrow sin\ell = \frac{n_1}{n_2}$$

I.4.4 Réflexion totale

Un rayon lumineux, se propageant dans un milieu réfringent d'indice n_1 et arrivant sur la surface d'un autre milieu moins réfringent d'indice n_2 ($n_2 < n_1$), se réfléchit totalement si son incidence est supérieure à l'angle limite l' défini par :

$$l' = arc\ sin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

I.5 Le Prisme

I.5.1 Définition : on appelle prisme tout milieu transparent, homogène et isotrope limité par deux plans croisant. Il est caractérisé par un angle au sommet A et un indice de réfraction n.

Lorsqu'on met un prisme devant un faisceau lumineux, on observe deux phénomènes :

-à la sortie du prisme le faisceau monochromatique change sa direction (il est dévié).

- si on met un écran après un prisme, et si le faisceau lumineux est une lumière blanche, on observe le phénomène de dispersion sur l'écran.

I.5.2 Etude de la déviation

La déviation représente l'angle D que fait le rayon émergent avec le rayon incident**.** On va maintenant utiliser la loi de réfraction et les relations géométriques qui permettent de déterminer la marche du rayon incident et sa déviation.

La loi de Snell-Descartes pour la réfraction :

$$sin(i) = n\ sin\ (r)$$

$$sin(i') = n\ sin\ (r')$$

Les relations géométriques :

$$A = r + r'$$

La déviation à l'entrée est :

$$D_1 = i - r$$

La déviation à la sortie est :

$$D_2 = i' - r'$$

La déviation totale est l'angle *D* que fait le rayon émergent avec le rayon incident.

$$D = D_1 + D_2 = i' - r' + i - r$$

$$D = D_1 + D_2 = i' + i - A$$

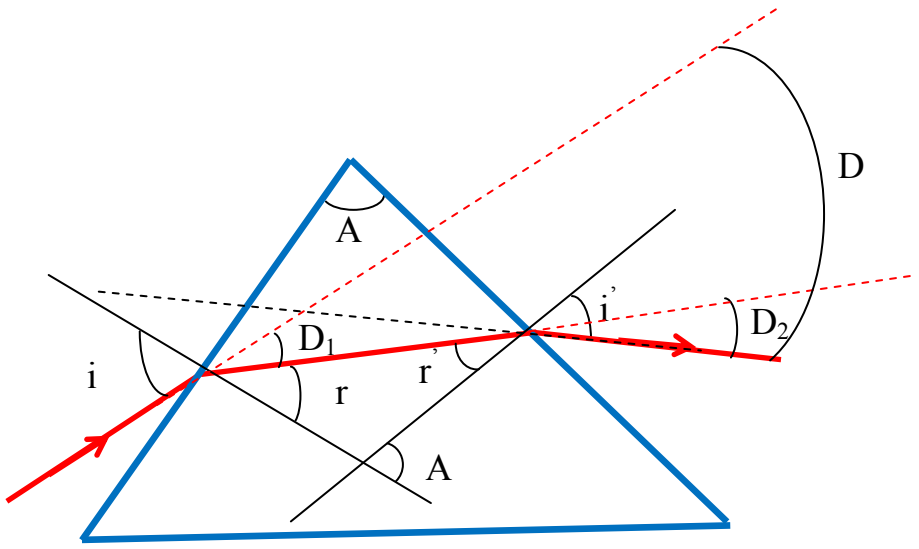


Figure I.5 : Schéma représentant la marche d'un rayon à travers un prisme.

I.5.3 Les équations d'un prisme

Les lois de la réfraction et quelques considérations géométriques simples permettent d'écrire les relations suivantes :

$$sin(i) = n\ sin\ (r)$$

$$sin(i') = n\ sin\ (r')$$

$$A = r + r'$$

$$D = D_1 + D_2 = i' + i - A$$

I.5.3.1 Formule de la déviation minimale et indice de réfraction

L'angle D est une fonction de *A*, *n*, *i* où *A* et *n* sont des constantes en pratique, donc la dérivation est une fonction de *i* et présente un minimum. En différenciant les relations précédentes on obtient :

$$cos\ i\ di = ncos\ rdr$$

$$cos\ i\ 'di' = ncos\ r'dr'$$

$$\frac{di'}{di}\ di = \frac{cos\ i\ cos\ r'}{cosi'cos\ r}$$

$$dr' + dr = 0$$

$$di' + di = dD$$

Et, par conséquent

$$\frac{dD}{di} = 1 + \frac{di'}{di} = 1 - \frac{cos\ i\ cos\ r'}{cosi'cos\ r}$$

Cette dérivée est nulle pour $i = i' = i_m$ ce qui implique

$$r' = r = r_m = A/2$$

$$D_m = 2i_m - A$$

La valeur de i_m est définie par

$$sini_m = n\ sin(\frac{a}{2})$$

La mesure de D_m et A permet donc de calculer l'indice n du prisme.

$$n = \frac{sin\left(\frac{D_m+A}{2}\right)}{sin\left(\frac{A}{2}\right)}$$

La dépendance de n en fonction de la longueur d'onde λ est donnée par la relation de Cauchy :

$$n = n_0 + A_0/\lambda^2$$

Où n_0 et A_0 sont des constantes.

I.6 Les dioptres sphériques

I.6.1 Définition : le dioptre sphérique est une surface sphérique d'épaisseur très fine (épaisseur négligeable) qui sépare deux milieux transparents d'indices de réfractions différents n_1 et n_2. Le dioptre sphérique est caractérisé par un centre C, un soumet S et un rayon de courbure $R = \overline{SC}$, comme indique la figure ci-dessous :

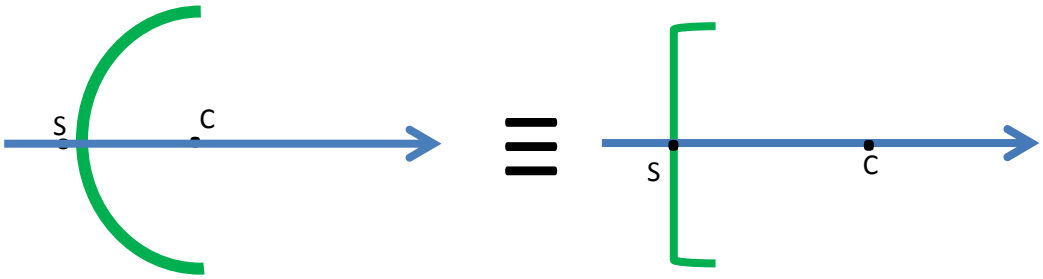


Figure I.6 : Représentation d'un dioptre sphérique.

I.6.2 Les types des dioptres : il existe deux types des dioptres sphériques :

1- Les dioptres sphériques concaves ($\overline{sc} < 0$)

2- Les dioptres sphériques convexes ($\overline{sc} > 0$)

I.6.3 La puissance (vergence) π:

La vergence ou la puissance π d'un dioptre sphérique est définie par la relation suivante

$\pi = \frac{n_{2-}\, n_1}{\overline{SC}}$ Exprime par Dioptrie $\delta(m^{-1})$

$\pi > 0$ Dioptre converge.

$\pi < 0$ Dioptre diverge

Les quatre cas possibles des dioptres sphériques sont représentés dans les figures suivantes.

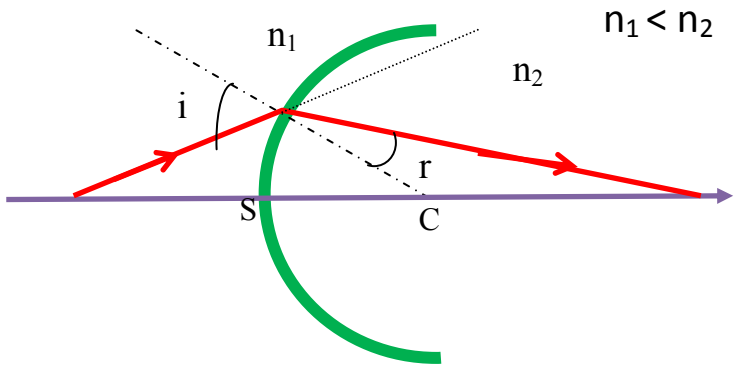


Figure I.7.a : Un dioptre convergent, $\overline{sc} > 0$ et $n_2 < n_1$ avec $\pi > 0$

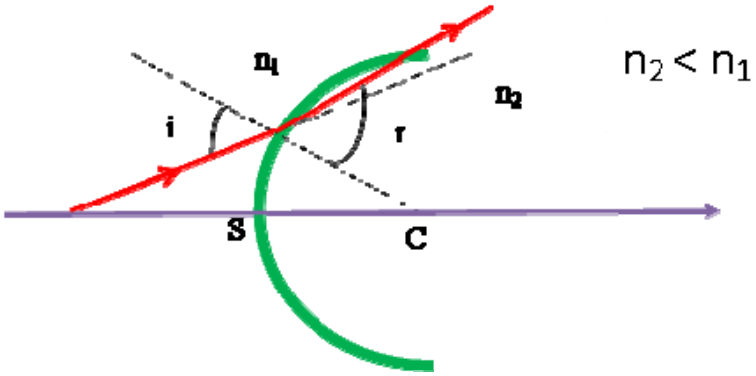


Figure I.7.b : Un dioptre divergent, $\overline{sc} > 0$ et $n_2 < n_1$ avec $\pi < 0$

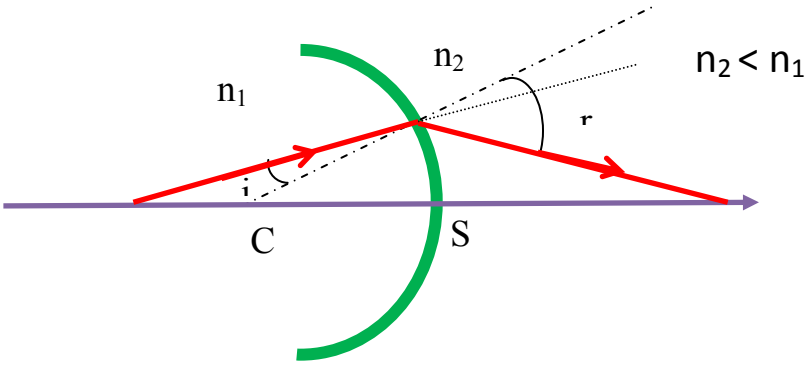


Figure I.1.c : Un dioptre convergent, $\overline{sc} < 0$ et $n_2 < n_1$ avec $\pi > 0$.

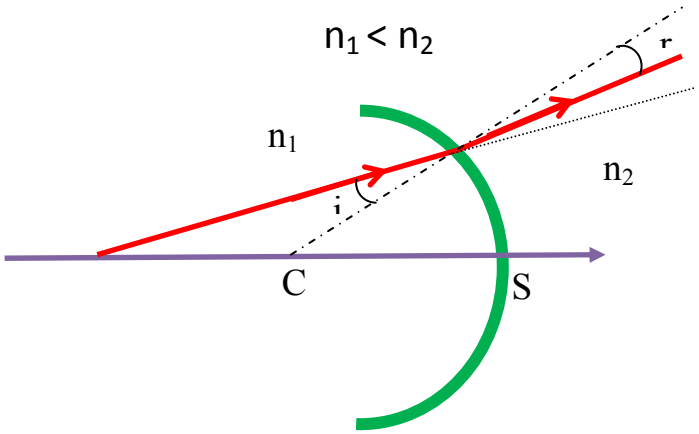


Figure I.7.d : Un dioptre divergent, $\overline{sc} < 0$ et $n_1 < n_2$ avec $\pi < 0$.

I.6.4 La relation de conjugaison d'un dioptre

Il existe deux relations de conjugaison équivalentes qui sont :

1- Relation de conjugaison avec origine au soumet en stigmatisme approché (condition de Gauss)

$$\frac{n_2}{\overline{SA'}} - \frac{n_1}{\overline{SA}} = \frac{n_{2-}\, n_1}{\overline{SC}}$$

2- Relation de conjugaison avec origine au centre en stigmatisme approché (condition de Gauss)

$$\frac{n_1}{\overline{CA'}} - \frac{n_2}{\overline{CA}} = \frac{n_{1-}\ n_2}{\overline{CS}}$$

-L'objet situé avant le dioptre sphérique est réel.

-L'objet situé derrière le dioptre sphérique est virtuel.

-L'image située avant le dioptre sphérique est virtuelle.

-L'image située derrière le dioptre sphérique est réelle.

I.6.5 Les foyers objet et image

Foyer image noté (F') : est le conjugué d'un objet ponctuelle placé à l'infini, le rayon incident de l'infini est parallèle à l'axe optique et émerge en passant par le foyer image, c'est-à-dire, $A(\infty) \equiv A'(F')$

$$\boldsymbol{\overline{SF'} = \frac{n_2}{n_{2-}\ n_1}\overline{SC}}$$

Foyer objet noté (F): Il est défini lorsque un faisceau lumineux incident passe par le foyer objet (F) émarge parallèlement à l'axe optique (donne une image à l'infini), c'est-à-dire, $A(F) \equiv A'(\infty)$.

$$\boldsymbol{\overline{SF} = -\frac{n_1}{n_{2-}\ n_1}\overline{SC}}$$

Remarque :

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

Cette équation montre que les foyers objet et image sont symétriques par rapport au centre (milieu) du segment $\overline{SC}$

I.6.6 Le grandissement :

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{CA'}}{\overline{CA}} = \frac{n_1}{n_2}\frac{\overline{SA'}}{\overline{SA}}$$

$\gamma > 0$: Si l'image est droite.

$\gamma < 0$: Si l'image est renversée.

I.6.7 Construction de l'image

Pour illustrer l'image d'un objet perpendiculaire à l'axe optique il faut :

-le rayon incident parallèlement à l'axe optique lorsque émerge, coupe l'axe au foyer image F'.

-le rayon incident passant par le foyer objet F émerge parallèlement à l'axe optique.

- le rayon passe par le centre optique C n'est pas dévié.

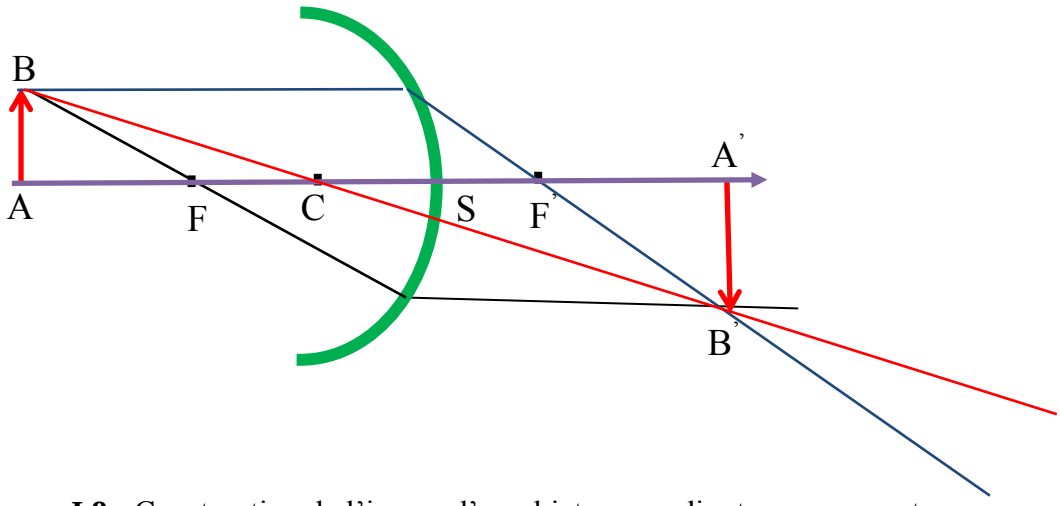


Figure I.8 : Construction de l'image d'un objet par un dioptre convergent.

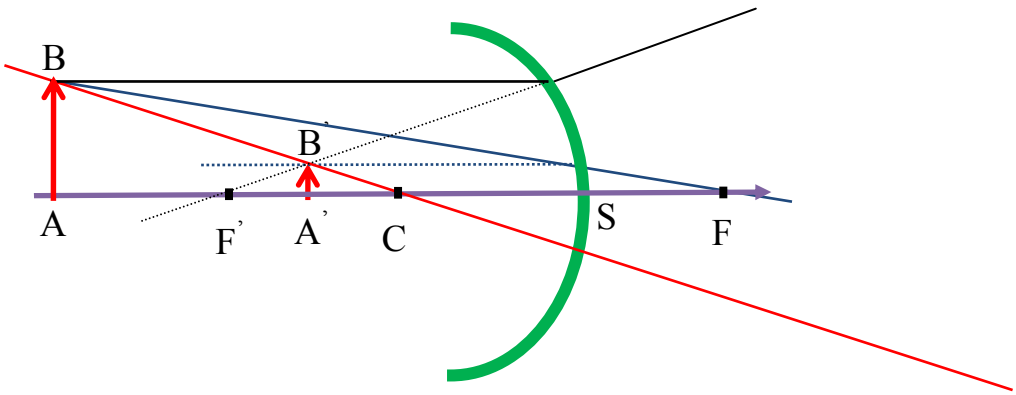


Figure I.9 : Construction de l'image d'un objet à travers un dioptre divergent.

I.7 Miroir sphérique :

Le miroir sphérique est une surface réfléchissante qui suit la loi de Snell-Descartes qui concernant la réflexion ($i=r$).

I.7.1 La relation de conjugaison :

La relation de conjugaison est une relation qui relie la position d'objet à son image et elle est valable pour les miroirs concave et convexe

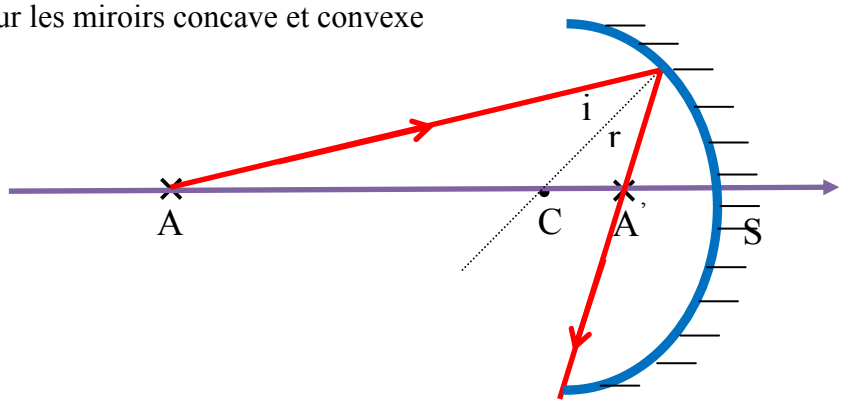


Figure I.10 : L'allure des rayons lumineux pour un miroir sphérique.

La relation de conjugaison avec origine au sommet est :

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

La relation de conjugaison avec origine au sommet est :

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

Cette relation est moins utilisée que la précédente.

$\overline{SA'}$: La distance entre le soumet et l'image.

$\overline{SA}$: La distance entre le soumet et l'objet.

$\overline{SC}$: Le rayon de courbure du miroir tel que : $\overline{SC} = \frac{\overline{SF}}{2} = \frac{\overline{SF'}}{2}$ $(F = F')$.

Remarques

-L'objet situé avant le miroir est réel.

-L'objet situé derrière le miroir est virtuel.

-L'image située avant le miroir est réelle.

-L'image située derrière le miroir est virtuelle.

- $\overline{CS} > 0$: le miroir est convexe.

- $\overline{CS} < 0$: le miroir est concave.

- $\overline{CS} \to \infty$: le miroir sphérique devient plan et la relation de conjugaison avec origine au sommet devient :

$$\frac{1}{\overline{SA'}}+\frac{1}{\overline{SA}}=0$$

I.7.2 Comparaison entre dioptre sphérique et miroir sphérique

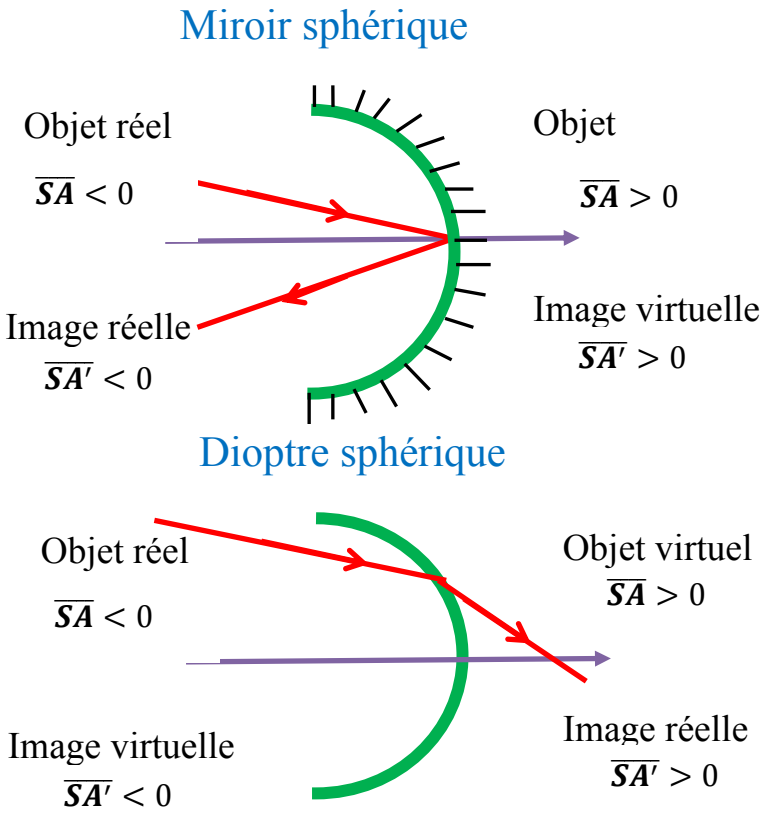


Figure I.11 : Comparaison géométrique entre le miroir sphérique et dioptre sphérique.

I.8 Les lentilles

I.8.1 Définition Une lentille est un système optique formé par un milieu transparent et homogène limité par deux dioptres sphériques ou par un dioptre sphérique et un dioptre plan. Soient C_1 et C_2 les centres de ses faces, la droite C_1C_2 est l'axe de la lentille.

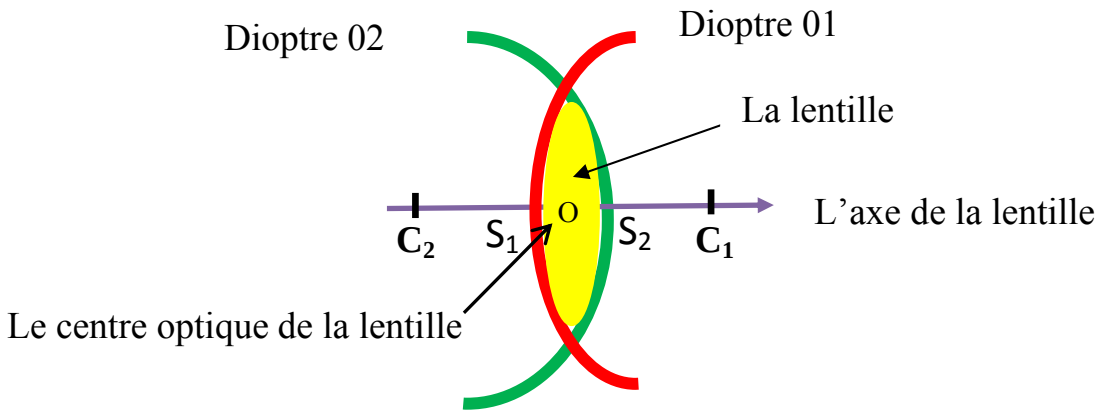


Figure I.12 : Représentation schématique d'une lentille.

Nous ne considérons que des lentilles minces, dont nous négligerons l'épaisseur S_1S_2,

On distingue deux sortes de lentilles :

-Les lentilles à bords pointus (mince) ou convergentes, il existe trois formes (voir **Fig. I.13**)

-Les lentilles à bordes épais ou divergentes il existe aussi trois formes (voir **Fig. I.13**)

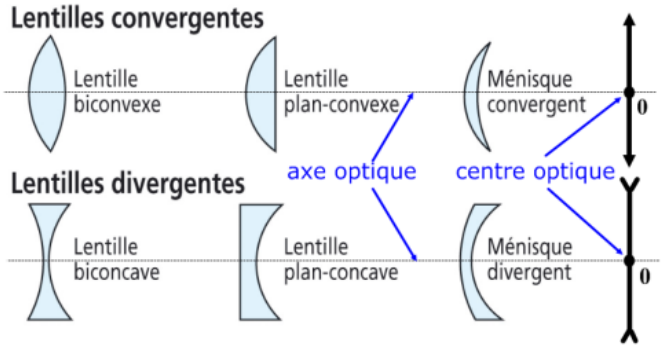


Figure I.13 : Les formes géométriques des lentilles convergentes et divergentes.

I.8.2 Centre optique et axe optique d'une lentille

Le centre O d'une lentille est appelé **centre optique** de la lentille, et l'axe optique est un rayon lumineux passant par le centre O et perpendiculaire à la lentille.

I.8.3 Caractéristiques d'une lentille mince

I.8.3.1 Foyers d'une lentille mince

a- Foyer image

L'image conjuguée d'un objet à l'infini par une lentille mince est localisée sur l'axe optique au foyer image F'**.**

b- Foyer objet

Un objet placé au foyer objet F forme par la lentille une image située à l'infini**.**

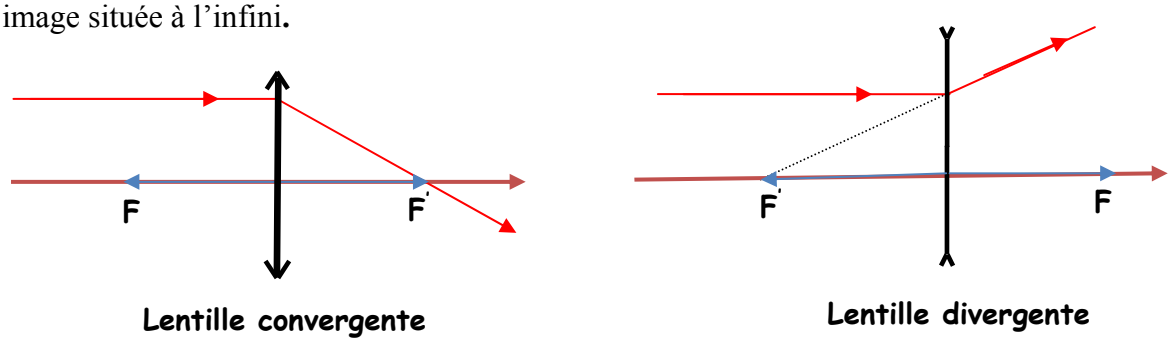


Figure I.14 : Les foyers objet et image des lentilles convergente et divergente.

I.8.4 La construction graphique des images

I.8.4.1 Une lentille convergente

Soit un objet AB (Fig. I.15), pour tracer graphiquement son image correspondante nous prenons :

1- Le rayon incident du point B et parallèle à l'axe optique émerge en passant par le foyer image F'.
2- Le rayon incident du point B et passe par O centre optique ne dévie pas et il doit passer par B'
3- Le rayon incident du point B et passe par le foyer objet F émerge parallèlement à l'axe optique

- Les trois rayons émergents se rencontrent au point B'.

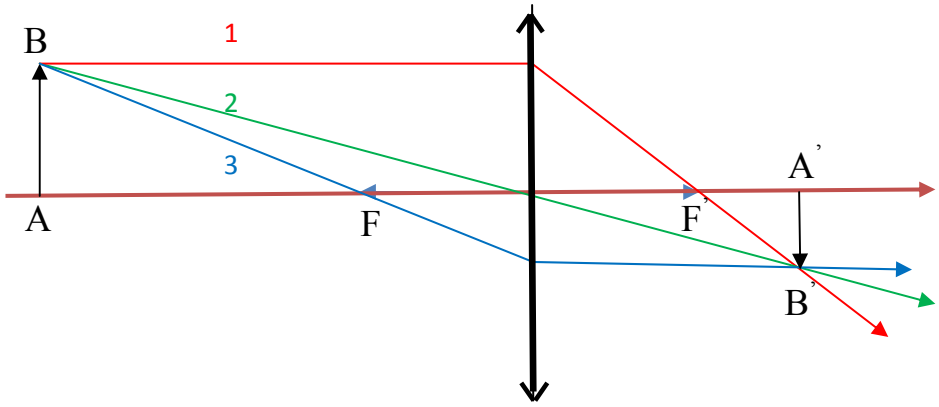


Figure I.15 : Construction de l'image d'un objet par une lentille convergente.

I.8.4.2 Une lentille divergente

Le principe est le même pour les lentilles convergentes. On considère le cas d'un objet réel AB tel que :

1- Le rayon incident au point B et parallèle à l'axe optique émerge au foyer image F ' par prolongement.
2- Le rayon incident au point B et passe au O centre optique ne dévie pas et il doit passer en B'
3- Le rayon incident du point B et passe par le foyer objet F par prolongement émerge parallèlement à l'axe optique.

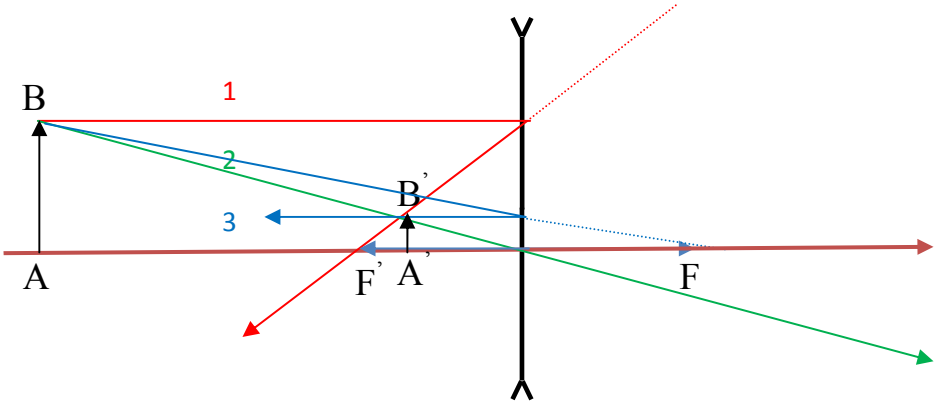


Figure I.16 : Construction de l'image d'un objet par une lentille divergente.

I.8.5 Relation de conjugaison

La formule qui donne la relation entre la distance objet et celle de l'image à la lentille en fonction de la distance focale *f* et le centre O est :

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

$f > 0$: Pour une lentille convergente

$f < 0$: Pour une lentille divergente

I.8.6 La vergence V d'une lentille mince

La vergence V d'une lentille mince est exprimée par

$$V = \frac{1}{OF} = \frac{n_1 - n_2}{n_2}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

$\boldsymbol{R_1} = \overline{\boldsymbol{S_1C_1}}$: Le rayon de courbure du dioptre N°1

$\boldsymbol{R_2} = \overline{\boldsymbol{S_2C_2}}$: Le rayon de courbure du dioptre N°2

I.8.7 Le Grandissement

On appelle grandissement le rapport entre la taille de l'image A'B' et celle d'objet AB, est défini par :

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

Par convention, si :

$\gamma > 0$: L'image est droite (orientée dans le même sens que l'objet)

$\gamma < 0$: L'image est renversée (orientée dans le sens inverse que l'objet)

$|\gamma| > 1$: L'image est plus grande que l'objet

$|\gamma| < 1$: L'image est plus petite que l'objet

Cas particuliers :

1-lorsque un objet est placé au niveau du foyer objet F, son image est nette à l'infini.

2- lorsque un objet est placé entre le foyer objet F et le centre de lentille C, l'image est au même côté que l'objet (cas de la loupe).

I.8.8 Association de lentilles (les lentilles accolées)

Soient deux lentilles accolées L_1 et L_2 de distances focales f_1 et f_2, elles sont suffisamment minces pour qu'on puisse considérer leurs centres optiques comme confondus au même point C. les deux lentilles sont équivalente à une lentille de centre C et sa distance focale est définie par :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$$

Il est facile de généraliser ce raisonnement à un nombre quelconque de lentilles par la relation **:**

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_3} + \cdots$$

Remarque : *pratiquement le nombre des lentilles accolées ne dépasse trois lentilles, parce qu'au-delà de trois, le système des lentilles ne devient pas équivalent à lentille mince. Que la vergence d'un système optique est égale à la somme des vergences des éléments composants.*

EXERCICES

Exercice 01

Un objet AB de 1 centimètre est placé à 1 centimètre d'une lentille convergente dont la distance focale est 12 centimètre.

Déterminer la position de l'image et sa nature.

Exercice 02

A l'aide d'une lentille convergente de 20cm de distance focale, on veut obtenir d'un objet réel une image réelle 4 fois plus grande que l'objet. A quelles distances de l'objet faut-il placer la lentille et l'écran.

Exercice 03

Quel doit être l'angle A d'un prisme de verre d'indice n=1.59 pour qu'un rayon tombant normalement sur la première face donne un émergent tangent à la seconde face.

Exercice 04

Prisme de verre d'angle A=30°, a pour indice n=1.65. A partir de quelle incidence i_0 les rayons sortent-ils du prisme ? Quelle est alors leur déviation ?

Exercice 05

Un miroir sphérique de centre C et de sommet S, un objet virtuel situé à 20 Cm de sommet S donne une image droite 1.5 fois plus grand que l'objet.

1- Donner la relation de conjugaison avec origine au sommet
2- Donner l'expression de grandissement.
3- Donner la position de l'image et sa nature.
4- Calculer la position des foyers objet et image, déduire la nature du miroir.
5- Faire une construction géométrique du système.

Exercice 06

Soit Un dioptre sphérique de centre c et de sommet s, séparant un milieu d'indice de réfraction n à l'aire d'indice de réfraction $n^{'}$=1, dont un rayon de courbure de 60 cm en valeur absolue. Un objet réel est placé à 50 cm au sommet s.

1- Donner la relation de conjugaison avec origine au sommet
2- Donner l'expression de grandissement.
3- Donner la position de l'image et sa nature et son grandissement
4- Calculer la position des foyers objet et image, déduire la nature du dioptre.

Chapitre II : Aspect ondulatoire de la lumière

II.1 Les équation de Maxwell

Il existe quatre équations et sont simultanément couplées entre les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$ comme suit :

$$\overrightarrow{rot}\left(\vec{E}\right) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow i\overrightarrow{k}\vec{E} = 0 \Rightarrow \overrightarrow{k} \perp \vec{E}$$

$$div\vec{D} = 0 \Rightarrow i\overrightarrow{k}\vec{E} = 0 \Rightarrow \overrightarrow{k} \perp \vec{E} \quad \left(\mathrm{D} = \varepsilon_0 \vec{E}\right)$$

$$\overrightarrow{rot}\left(\vec{H}\right) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$div\vec{B} = 0 \Rightarrow i\overrightarrow{k}\vec{B} = 0 \Rightarrow \overrightarrow{k} \perp \vec{B}$$

On utilise les notations scalaires et vectorielles suivantes

$$\overrightarrow{rot}\left(\vec{A}\right) = \vec{\nabla}\Lambda\vec{A}$$
$$div\vec{A} = \vec{\nabla}.\vec{A}$$

$$\overrightarrow{grad}\left(C\right) = \vec{\nabla}\mathrm{C}$$

$$\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}\left(\vec{A}\right)\right) = \vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}.\vec{A}\right) - \Delta\vec{A} = \vec{\nabla}\Lambda\left(\vec{\nabla}\Lambda\vec{A}\right)$$

$$\Longrightarrow \overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}\left(\vec{E}\right)\right) = \vec{\nabla}\Lambda\left(\vec{\nabla}.\vec{E}\right) = -\overrightarrow{rot}\left(\frac{\overrightarrow{\partial B}}{\partial t}\right) = -\frac{\partial \overrightarrow{rot}\left(\vec{B}\right)}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{rot}\left(\vec{H}\right) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \Rightarrow \overrightarrow{rot}\left(\vec{B}\right) = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Donc $\vec{\nabla}\Lambda\left(\vec{\nabla}\Lambda\vec{A}\right) = -\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$

$\vec{\nabla}\Lambda\left(\vec{\nabla}\Lambda\vec{A}\right) = \vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}.\vec{E}\right) - \Delta\vec{E} \quad \left(\vec{\nabla}\mathrm{D} = 0\right)$, avec : $\mathrm{D} = \varepsilon_0\vec{E} \Rightarrow \vec{\nabla}\mathrm{E} = 0$

En déduit $\Delta\vec{E} = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$

Soit $\Delta\vec{E} - \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0$

Pour un milieu d'indice de réfraction *n* l'équation de propagation devient :

$$\Delta\vec{E} - \mu_0\varepsilon_0 n^2\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

Avec $v^2 = \frac{1}{\mu_0\varepsilon_0 n^2}$ est la vitesse d'onde dans un milieu d'indice de réfraction n.

De la même façon on obtient : $\Delta\vec{H} - \mu_0\varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} = 0$

II.2 Superposition de deux ondes scalaires

II.2.1 La superposition de deux ondes

On considère deux ondes planes ayant des amplitudes et des directions de propagation différentes mais une même fréquence, en notation complexe sont décrites par :

$$S_1(r,t) = S_1 e^{i(k_1 r - \omega t + \phi_1)} = S_1 e^{i(\psi_1(r) - \omega t)}$$

$$S_2(r,t) = S_2 e^{i(k_2 r - \omega t + \phi_2)} = S_2 e^{i(\psi_2(r) - \omega t)}$$

L'intensité résultante est :

$$\begin{aligned} I(r) = |S_1(r,t) + S_2(r,t)|^2 &= {S_1}^2 + {S_2}^2 + S_1 S_2\left[e^{i(\psi_1(r)-\psi_2(r))} + e^{-i(\psi_1(r)-\psi_2(r))}\right] \\ &= {S_1}^2 + {S_2}^2 + 2S_1 S_2 \cos(\psi_1(r) - \psi_2(r)) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\psi_1(r) - \psi_2(r)) \end{aligned}$$

Le terme en cosinus est appelé terme d'interférences, l'expression $\psi_1(r) - \psi_2(r)$ est le déphasage entre les deux ondes. Si le cas où les amplitudes des deux ondes sont identiques, l'intensité devient :

$$I(r) = 2I_1 + 2I_1\cos(\psi_1(r) - \psi_2(r))$$

On voit que l'intensité lumineuse oscille entre les deux valeurs extrêmes

II.2.2 La superposition des deux ondes sphériques

On considère deux ondes sphériques provenant des sources élémentaires (ponctuelles) localisées en deux positions différentes s_1 et s_2 définies par :

$$\psi_1 = \frac{A_1}{r_1} e^{i(kr_1 + \varphi_1)}$$

$$\psi_2 = \frac{A_2}{r_2} e^{i(kr_2 + \varphi_2)}$$

Où r_1 et r_2 représentent les distances entre le point de superposition et les sources s_1 et s_2 respectivement, alors l'intensité devient :

$$I = \frac{{A_1}^2}{{r_1}^2} + \frac{{A_2}^2}{{r_2}^2} + \frac{2A_1 A_2}{r_1 r_2}\cos(k(r_2 - r_1) - \varphi_2 - \varphi_1)$$

Si r_1 et r_2 sont grandes par rapport à la distance entre les deux sources, on peut écrire, $r_1 = r_2 = r$, alors :

$$I\ \alpha\ {A_1}^2 + {A_2}^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

La superposition de deux ondes de même amplitude et de fréquences présentant des petites différences (phénomène de battement), on écrit alors :

$$A[cos(\omega_1 t + \phi_1) + cos(\omega_2 t + \phi_2)] = 2A\left[cos\left(\frac{\omega_{1+}\omega_2}{2}t + \frac{\phi_{1+}\phi_2}{2}\right) + cos\left(\frac{\omega_{1-}\omega_2}{2}t + \frac{\phi_{1-}\phi_2}{2}\right)\right]$$

Le premier terme est une oscillation dite porteuse de pulsation moyenne et la phase moyenne modulée par une fonction lente (enveloppe) de différance pulsation et phase.

Remarque :

$$cos(p) + cos(q) = 2\,cos\left(\frac{p+q}{2}\right)cos\left(\frac{p-q}{2}\right)$$

$$e^{ip} + e^{iq} = e^{i\left(\frac{p+q}{2}\right)}\left[e^{i\left(\frac{p+q}{2}\right)} + e^{-i\left(\frac{p-q}{2}\right)}\right] = 2e^{i\left(\frac{p+q}{2}\right)}cos\left(\frac{p-q}{2}\right)$$

II.2.3 Superposition de deux ondes de mêmes fréquences et de phases différentes

Soient deux ondes de même fréquence et amplitude, la somme des deux ondes est donnée par :

$$S(r,t) = S_0 e^{i(kx-\omega t+\phi_1)} + S_0 e^{i(kx-\omega t+\phi_2)}$$

$$S(r,t) = 2S_0 e^{i\left(kx-\omega t+\frac{\phi_1+\phi_2}{2}\right)}cos\left(\frac{\phi_1-\phi_2}{2}\right)$$

S_0 **:** L'amplitude de chaque onde

ϕ_1 et ϕ_2 sont les phases de la première et la seconde onde respectivement.

II.3 Milieux dispersifs

Pour un milieu matériel transparent aux ondes électromagnétiques, on ne considère que la propagation d'une onde électromagnétique plane progressive monochromatique. Par définition, la relation de dispersion est la relation qui relie la pulsation au nombre d'onde.

II.3.1 La vitesse de phase

La vitesse de phase est définie comme étant la vitesse de propagation des ondes planes de même phase.

$$V_p = \frac{\omega}{k}$$

Où ω est la pulsation de l'onde, et k est le vecteur d'onde exprimé en m^{-1}.

II.3.2 La vitesse de groupe

La vitesse de groupe est liée à la variation de l'indice de réfraction et la fréquence angulaire, elle est donnée par :

$$V_g = \frac{d\omega}{dk}$$

Remarque : pour un milieu non dispersif, la vitesse de phase est égale à la vitesse de groupe.

EXERCICES

Exercice 01

Déterminer la résultante de la superposition des ondes parallèles suivantes :

$E_1 = E_{01}sin(\omega t + \phi_1), E_2 = E_{02}sin(\omega t + \phi_2)$

Lorsque : $\omega = 120\pi$, $E_{01} = 6$, $E_{02} = 8$, $\phi_1 = 0$, $\phi_2 = \pi/2$

Tracer l'allure de chaque onde, et l'allure d'onde résultantes.

Exercice 02

Pour une onde se propageant dans une structure périodique de pulsation $\omega = 2\omega_0 \sin(k\ell)$, déterminer les vitesses de phase et de groupe.

Réécrire la vitesse de phase en fonction de sinus cardinal.

Exercice 03

Un gaz ionisé (plasma) est un milieu dispersif pour les ondes électromagnétiques. L'équation de dispersion est donc :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2k^2$$

Où ω_p est la fréquence de plasma. Déterminer les expressions des vitesses

de phase et de groupe et montrer que $V_g V_{ph} = c^2$

Exercice 04

En utilisant l'équation de dispersion suivante :

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m_e} \sum_j \left(\frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} \right)$$

Montre que la vitesse de groupe est donnée par :

$$V_g = \frac{c}{1 + \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m_e \omega^2}}$$

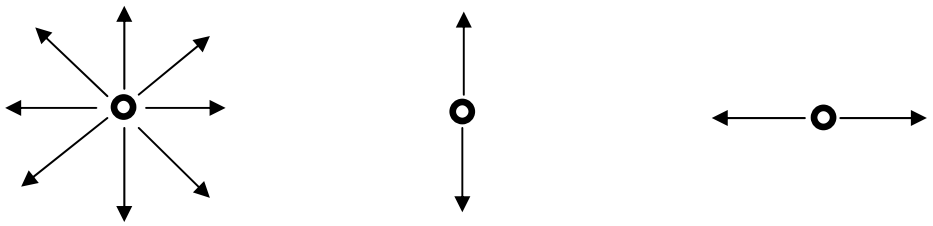
Pour les ondes électromagnétique de haute fréquence, avec les f_j sont des facteurs de pondération $\left(\sum_j f_j = 1\right)$. Quelle est la vitesse de phase. Montrer que $V_g V_{ph} = c^2$

Chapitre III : Polarisation de la lumière

III.1 Définition : la lumière est une onde électromagnétique, elle est composée d'un champ électrique $\vec{E}$ et d'un champ magnétique $\vec{B}$ perpendiculaires entre eux $(\vec{E} \perp \vec{B})$. Les deux champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont aussi perpendiculaires à la direction de propagation u tel que $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{u})$ forment un trièdre orthogonal direct.

$$\vec{B} = \frac{\vec{u} \wedge \vec{E}}{c}$$

Pour la lumière naturelle, le vecteur du champ électrique $\vec{E}$ tourne dans toutes les directions perpendiculaires à la direction de propagation (change sa direction aléatoirement au cours du temps). Des exemples de polarisations les plus courantes sont indiquées sur la figure ci-dessous :



Polarisation naturelle Polarisation verticale Polarisation horizontale

Figure III.1 : Les types de polarisations de la lumière.

III.2 Les états de polarisation de la lumière

La polarisation de la lumière est basée sur l'étude du vecteur champ électrique $\overrightarrow{E}$. Dans le cas d'une onde monochromatique plane et transversale, de vecteur d'onde $\vec{k}$ et se propageant suivant la direction de l'axe z positif dans un repère orthonormé (o, x, y, z) avec une vitesse angulaire ω, le vecteur champ électrique $\vec{E}$ résultant suivant z est nul, et les deux composantes $\overrightarrow{E_x}, \overrightarrow{E_y}$ du vecteur champ électrique vibrent suivant les deux axes orthogonaux (x et y) de manière indépendante, et l'équation du plan d'onde s'écrit :

$$\vec{E} = \begin{cases} E_x(z,t) = A_x cos(kz - \omega t + \varphi_x) \\ E_y(z,t) = A_y cos(kz - \omega t + \varphi_y) \\ E_z(z,t) = 0 \end{cases}$$

A_x et E_y sont les amplitudes indépendantes du temps.

Cette onde contient plusieurs états de polarisation selon le déphasage $\varphi = \varphi_x - \varphi_y$ et les amplitudes A_x et A_y :

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x E_y}{A_x A_y}\right) cos\varphi = sin\varphi^2$$

C'est une équation d'une ellipse :

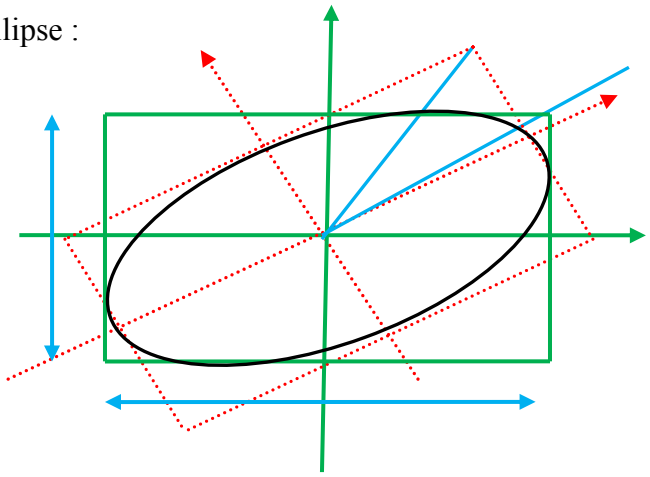


Figure III.2 : Etats de polarisation elliptique.

L'ellipse de polarisation est définie par l'angle θ , l'amplitude A et l'ellipticité ε.

L'angle θ est définie par :

$$tan2\theta = 2\left(\frac{A_x A_y}{{A_x}^2 + {A_y}^2}\right) cos\varphi$$

L'ellipticité ε est définie par :

$$sin2\varepsilon = 2\left(\frac{A_x A_y}{{A_x}^2 + {A_y}^2}\right) sin\varphi = \frac{A_y}{A_x} = \frac{b}{a}$$

*Si $\varphi = 0$ ou $\varphi = \pi$: la polarisation est rectiligne

*Si $\varphi = \pm\frac{\pi}{2}$ ou $\varphi = \frac{3\pi}{2}$: la polarisation est circulaire

*Si $0 < \varphi < \pi$: la polarisation est elliptique droite

*Si $\pi < \varphi < 2\pi$: la polarisation elliptique gauche

Pour simplifier, on pose que $A_x = A_y = 1$

*Si $\varphi = 0 \Rightarrow {E_x}^2 + {E_y}^2 - 2E_xE_y = 0 \Rightarrow E_x = E_y$

*Si $\varphi = \pi \Rightarrow {E_x}^2 + {E_y}^2 + 2E_xE_y = 0 \Rightarrow E_x = -E_y$ (polarisation rectiligne)

*si $\varphi = \frac{\pi}{2} \Rightarrow {E_x}^2 + {E_y}^2 = (1)^2$ $\Rightarrow$ polarisation circulaire gauche

*si $\varphi = \frac{3\pi}{2} \Rightarrow {E_x}^2 + {E_y}^2 = (-1)^2$ $\Rightarrow$ polarisation circulaire droite

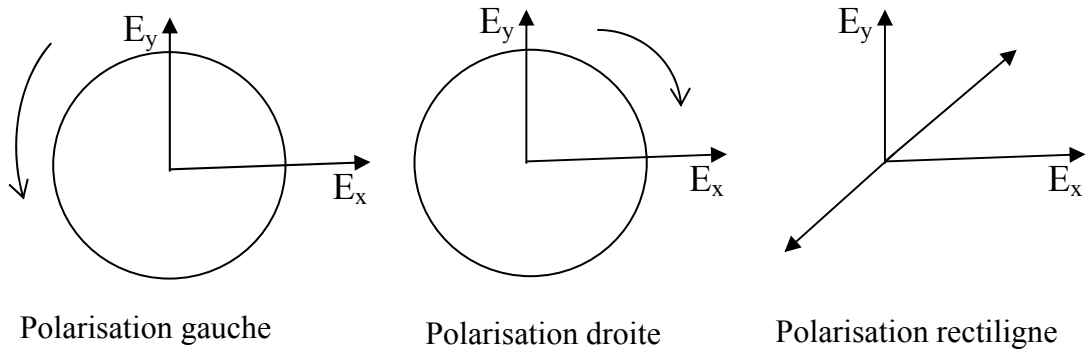


Figure III.3 : Polarisations circulaires gauche, droite et rectiligne.

III.3 Polariseur et analyseur

Le polariseur est un instrument d'optique qui sélectionne parmi toutes les directions permises pour le champ électrique, ceux qui sont parallèles à son axe de polarisation. Plaçons deux polariseurs l'un derrière l'autre, donc, le second polariseur va jouer le rôle d'un analyseur.

III.4 Loi de Malus

Malus est un physicien français qui en 1808, a découvert le phénomène de polarisation de la lumière. L'intensité de la lumière ***I*** qui traverse l'ensemble formé d'un polariseur et d'un analyseur est maximale lorsque les axes des polarisations sont les mêmes. Lorsque les axes sont perpendiculaires entre eux on dit que les polariseurs sont croisés, l'intensité de la lumière transmise est nulle.

Lorsque les axes du polariseur et de l'analyseur font entre eux un angle θ, l'intensité est comprise entre les valeurs 0 et I_0, et sa variation dépend de l'angle θ . La formule de Malus est donné par :

$$I = I_0 \cos^2(\theta)$$

III.5 Les lames à retard de phase

La lame à retard de phase est un dispositif optique anisotrope (non isotrope). Sa fonction est de modifier la polarisation de la lumière pour engendrer un retard de phase.

III.6 Biréfringences (lame biréfringente)

Lame biréfringente est un dispositif dans lequel l'indice de réfraction dépend de la direction de polarisation de la lumière incidente. Alors, la lumière se propage avec des vitesses V_x et V_y associées aux indices des réfractions n_x et n_y suivant les directions ox et oy respectivement. Pour une lame d'épaisseur *e* la différence de marche devient alors :

$$\delta = e(n_y - n_x)$$

Et la différence de phase est :

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi e}{\lambda}(n_y - n_x)$$

$n_y > n_x$ car V_x est supérieur à V_y , c'est-à-dire, ox est l'axe rapide et oy est l'axe lente.

Remarque : l'indice de réfraction dépend de la longueur de la lumière utilisée, alors chaque lame est destinée à une longueur d'onde bien définie.

III.6.1 Types de lames à retard

Il existe deux types de lames à retard :

1- Une lame demi-onde $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ qui crée un déphasage de π.
2- Une lame quart-onde $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ qui crée un déphasage de $\frac{\pi}{2}$.

III.7 Le degré de polarisation

On définit le degré de polarisation de la lumière incidente (en %) par la relation :

$$p\ (\%) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} - I_{min}} \text{X } 100$$

p Possède des valeurs variant entre 0 et 100%.

0 pour la lumière naturelle et 100% pour la lumière totalement polarisée, et elle est partiellement polarisée pour des valeurs entre 0 et 100%.

EXERCICES :

Exercice 01

Un faisceau lumineux parallèle de pulsation ω et de longueur d'onde λ se propage selon Oz est décrit par :

$$\vec{E}\begin{vmatrix} E_x=E_0\cos(\omega t-k_0 z) \\ E_y=E_0\sin(\omega t-k_0 z) \\ E_z=0 \end{vmatrix} \qquad \boldsymbol{k_0=\omega/c=2\pi/\lambda}$$

L'amplitude E_0 est une grandeur essentiellement positive.

1. Montrer qu'il s'agit d'une vibration circulaire dont on précisera les axes et le sens de parcours.
2. On place une lame demi-onde dans le plan z=0, la direction de l'axe rapide fait un ongle de 0° avec Ox. Déterminer le champ $\vec{E}$ à la sortie de la lame demi-onde. Quel est le nouvel état de polarisation.
3. On remplace la lame demi-onde par une lame quart-onde. Quel est le nouvel état de polarisation.

Exercice 02

Le champ électrique d'une onde est décrit par :

$$\vec{E}\begin{vmatrix} E_x=A_x\cos(\omega t-k_0 z+\varphi_x) \\ E_y=A_y\cos(\omega t-k_0 z+\varphi_y) \\ E_z=0 \end{vmatrix}$$

1-donner l'expression qui relie les paramètres A_x, A_y et φ avec $\varphi=\varphi_y-\varphi_x$.

2-donner les conditions pour lesquelles la polarisation est rectiligne, circulaire et elliptique.

Exercice 03

1. Donner le champ électrique associé à une onde plane monochromatique à polarisation rectiligne.
2. Ecrire cette onde comme la superposition de deux ondes à polarisations rectilignes orthogonales. Commenter.
3. Ecrire cette onde comme la superposition de deux ondes à polarisations circulaires de sens opposés.

Exercice 04

1-Ecrire le champ électrique associé à une onde plane monochromatique à polarisation elliptique.

2-Ecrire cette onde comme la superposition de deux ondes à polarisation circulaire. Représenter les polarisations correspondantes.

Chapitre IV : La diffraction

IV.1 Définition : la diffraction est un phénomène optique qui dépend de la nature ondulatoire de la lumière, observée lorsque la lumière rencontre un obstacle de dimensions dont d'ordre de la longueur d'onde de la lumière. La diffraction est basée sur le phénomène d'interférence des ondes lumineuses cohérentes spatialement et temporellement.

Remarque : les ondes mécaniques et électromagnétiques peuvent être diffractées

IV.2 Principe de Huygens-Fresnel

Tout point d'une surface d'onde peut être considéré comme une source d'ondes secondaires sphériques. Après un temps t on peut considérer ces ondes sphériques comme des ondes planes.

IV.3 Les types de diffraction

Il existe deux types de diffraction selon les positions relatives de la source, l'obstacle et l'écran.

IV.3.1 Diffraction de Fresnel

Dans cette diffraction, la source ou l'écran se trouve près de l'obstacle, et donc les fronts d'onde sont sphériques.

IV.3.2 Diffraction de Fraunhofer

Dans cette diffraction, la source et l'écran sont éloignés de l'obstacle, et donc les fronts d'onde sont planaires, c'est le cas le plus simple à analyser. C'est une diffraction à l'infini.

IV.4 Mise en évidence de la diffraction

L'amplitude complexe de la vibration lumineuse en un point à l'écran est la somme des amplitudes complexes des vibrations de toutes les sources secondaires. On dit que toutes ces vibrations interférentes pour former la vibration au point considéré. D'après le principe d'Huygens-Fresnel, l'amplitude complexe de l'onde au point P, se met sous la forme d'une intégrale de Kirchhoff :

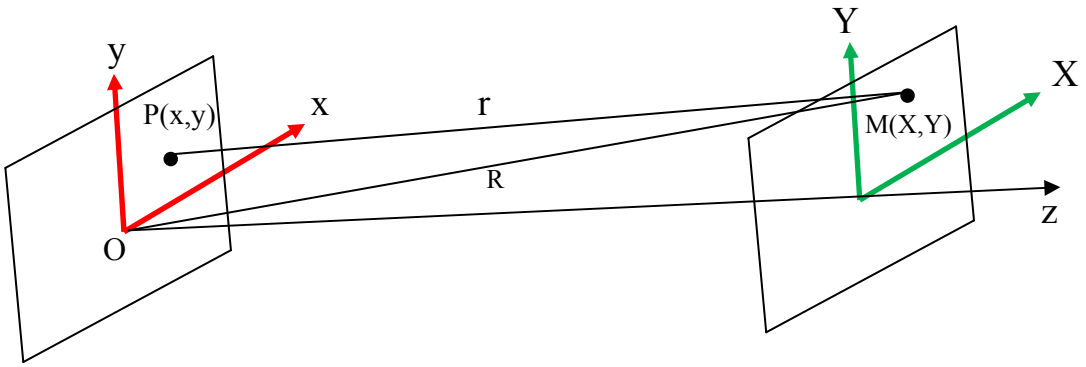


Figure IV.1 : La représentation schématique du phénomène de diffraction

Pour tous les points P appartenant à l'ouverture, nous devons, au point M, effectuer la somme de toutes ces contributions élémentaires :

$$S(X,Y) = \iint s(x,y)K\frac{e^{ikr}}{r}dxdy$$

Le terme $\frac{e^{ikr}}{r}$ représente un champ en M d'une ondelette sphérique émise par P, avec $r = |PM|$, K est facteur de Kirchhoff dépendant de l'inclinaison de PM par rapport à oz**.**

IV.5 Les Approximions

Soit p, appartenant au diaphragme plan, des coordonnées (x ,y), le point M appartenant à l'écran des coordonnées (X,Y).On pose $R = |OM| = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$, donc :

$$r = |PM| = \sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2 + z^2}$$

$$r = |PM| = R\sqrt{\left[1 + \frac{x^2+y^2}{R^2} - \frac{2xX+2yY}{R^2}\right]}$$

IV.5.1 Approximation de Fresnel

On suppose que $z \gg X, Y$ et x, y alors on met au dénominateur $r = R = z$, avec le facteur de Kirchhoff $K \approx \frac{i}{\lambda}$, c'est-à-dire, un déphasage de $\frac{\pi}{2}$.

$$r = R + \frac{x^2+y^2}{2R} - \frac{xX+yY}{R}$$

L'intégrale de Huygens Fresnel devient alors :

$$S(X,Y) = \frac{i}{\lambda}\frac{e^{ikR}}{z}\iint s(x,y)\, e^{ik\left(\frac{x^2+y^2}{2z}\right)}\, e^{-ik\left(\frac{xX+yY}{R}\right)}dxdy$$

La grandeur $e^{ik\left(\frac{x^2+y^2}{2z}\right)}$ représente le terme au noyau de Fresnel.

IV.5.2 Approximation de Fraunhofer

L'approximation de Fraunhofer consiste à supposer R suffisamment grand devant les autres dimensions tel que le terme au noyau de Fresnel tend vers 1 de telle sorte que :

$$r \approx R\left(1 - \frac{xX + yY}{R^2}\right) = R - \frac{xX + yY}{R}$$

Soit

$$r \approx R\left(1 - \frac{xX + yY}{R^2}\right) = R - \frac{xX + yY}{R} = R - (\alpha x + \beta y)$$

Où $\alpha = \frac{X}{R}$ et $\beta = \frac{Y}{R}$ sont les composantes suivant les axes ox et oy respectivement.

L'intégrale de Huygens Fresnel devient alors :

$$S(X,Y) = \frac{i}{\lambda}\frac{e^{ikR}}{z}\iint s(x,y)\ \ e^{-ik(\alpha x+\beta y)}dxdy$$

On considère $s(x,y)$ est le champ au point P au niveau d'écran, pour cela on pose que $s(x,y) = s_o(p)$, donc l'intégrale devient :

$$S(X,Y) = \frac{i}{\lambda}\frac{e^{ikR}}{z}s_o(p)\iint e^{-ik(\alpha x+\beta y)}dxdy$$

IV.6 Diffraction à l'infini par une ouverture rectangulaire

Considérons une fente rectangulaire de dimension *a et b* suivant les directions x et y respectivement et éclairée par une onde lumineuse. L'intensité sur un écran parallèle à la fente est placée à une distance z suffisamment grande (diffraction de Fraunhofer), l'amplitude diffractée au point M sur l'écran est donnée par :

$$S(X,Y) = \frac{i}{\lambda}\frac{e^{ikR}}{z}s_o(p)\iint e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x+\beta y)}dxdy$$

$$S(X,Y) = \frac{i}{\lambda}\frac{e^{ikR}}{z}s_o(p)\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x)}dx\int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}(\beta y)}dy$$

$$S(X,Y) = \frac{i}{\lambda}\frac{e^{ikR}}{z}s_o(p)\quad\left(\frac{e^{i\frac{\pi}{\lambda}\alpha a} - e^{-i\frac{\pi}{\lambda}\alpha a}}{i\frac{2\pi}{\lambda}\alpha}\right)\left(\frac{e^{i\frac{\pi}{\lambda}\alpha b} - e^{-i\frac{\pi}{\lambda}\alpha b}}{i\frac{2\pi}{\lambda}\alpha}\right)$$

$$S(X,Y) = \frac{i}{\lambda}\frac{e^{ikR}}{4z}s_o(p)ab\ \ \frac{sin\left(\frac{\pi}{\lambda}\alpha a\right)}{\frac{\pi}{\lambda}\alpha a}\frac{sin\left(\frac{\pi}{\lambda}\alpha b\right)}{\frac{\pi}{\lambda}\alpha b}$$

$$S(X,Y) = S_0\ sinc\left(\frac{\pi}{\lambda}\alpha a\right) sinc\left(\frac{\pi}{\lambda}\alpha b\right)$$

Avec : la grandeur trigonométrique $sinc(x) = \frac{sin\,(x)}{x}$ appelée sinus cardinal

L'intensité lumineuse résultante est donnée par l'expression :

$$I = |S(X,Y)|^2 = I_0\ sinc^2\left(\frac{\pi}{\lambda}\alpha a\right) sinc^2\left(\frac{\pi}{\lambda}\alpha b\right)$$

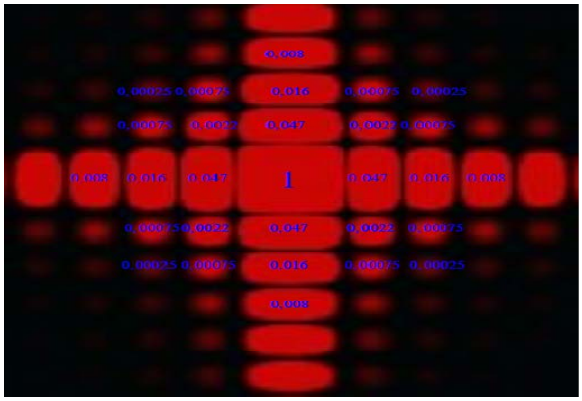


Figure IV.2 : Phénomène de diffraction par une fente rectangulaire.

IV.7 Diffraction par une ouverture circulaire

La diffraction de Fraunhofer par une ouverture circulaire a une importance pratique évidente dans l'étude des instruments optiques.

Considérons le montage typique où des ondes planes rencontrent un écran Σ avec une ouverture circulaire et où la figure de diffraction en champ lointain s'étale sur un écran éloigné. En utilisant une lentille de focalisation L_2. On peut rapprocher Σ de l'ouverture sans modifier la figure de diffraction.

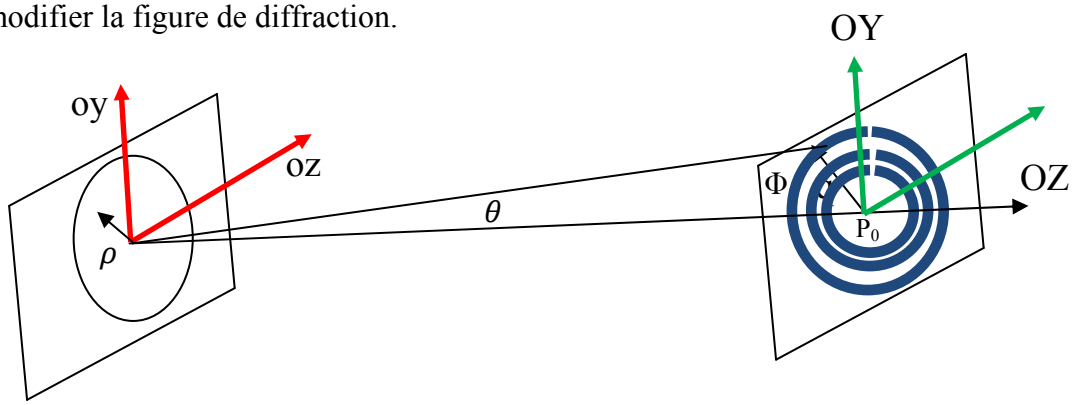


Figure IV.3 : Représentation de la diffraction par une ouverture circulaire.

L'expression du champ optique en P produit en champ lointain par une ouverture arbitraire est.

$$\tilde{E} = \frac{\varepsilon_A e^{i(\omega t - kr)}}{R} \iint_{ouverture} e^{ik(Yy+Zz)}\, ds$$

Pour une ouverture circulaire, des considérations de symétrie suggèrent d'utiliser les coordonnées sphériques, à la fois dans le plan d'ouverture on a alors :

$$z = \rho\, cos\theta \qquad y = \rho\, sin\theta$$

$$Z = q\, cos\Phi \qquad Y = q\, sin\Phi$$

Un élément de surface *ds* a pour expression :

$$ds = \rho d\rho\, d\theta$$

En remplaçant ces expressions dans l'équation principale on obtient :

$$\tilde{E} = \frac{\varepsilon_A e^{i(\omega t - kr)}}{R} \int_{\rho=0}^{a} \int_{\theta=0}^{2\pi} e^{i\frac{kq\rho}{R} cos(\theta - \Phi)}\, \rho d\rho\, d\theta$$

Du fait de la complète symétrie axiale du problème, la solution cherchée doit être indépendante de Φ, on peut donc se contenter de résoudre l'équation précédente, par exemple pour $\Phi = 0$ ce qui simplifie légèrement la tâche. La partie du double intégral associé avec la variable θ.

$$\int_0^{2\pi} e^{i\frac{kq\rho}{R} cos(\theta)}\, d\theta$$

Est une expression bien connue dans les techniques mathématiques pour la physique, c'est une fonction unique dans le sens où on ne peut pas l'approximer à l'aide des fonctions hyperboliques, exponentielles ou trigonométrique usuelles.

En fait la quantité : $\Im_0(\mu) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} e^{i\mu\, cos(v)}\, dv$

est connue sous le nom de fonction Bessel (de première espace) d'ordre zéro, plus généralement :

$$\Im_m(\mu) = \frac{i^{-m}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(mv + \mu\, cos(v))}\, dv$$

représente la fonction de Bessel d'ordre m, les valeurs numérique de $\Im_0(\mu)$ et

$\Im_1(\mu)$ sont reliées par des relations mathématiques. Comme les fonctions Bessel peuvent se développer en série mathématique, sont des fonctions oscillantes lentement décroissantes, on peut donc réécrire l'équation qui donne $\tilde{E}$ sous la forme :

$$\tilde{E} = \frac{\varepsilon_A e^{i(\omega t - kr)}}{R} 2\pi \int_{\rho=0}^{a} \Im_0\left(\frac{kq\rho}{R}\right) \rho d\rho$$

Une autre propriété particulière des fonctions de Bessel est qu'elles satisfont la relation de récurrence suivante :

$$\frac{d}{du}[u^m \Im_m(\mu)] = u^m \Im_{m-1}(\mu)$$

Lorsque m=1, cela entraine donc que

$$\int_0^u u' \Im_0(u')\, du' = \mu \Im_1(\mu)$$

Où u' est une variable muette. Si l'on retourne à présent à l'intégrale de l'équation précédente et que l'on effectue le changement de variable $= \frac{kq\rho}{R}$, on obtient alors :

$$d\rho = \frac{\rho}{kq} dw$$

$$\int_{\rho=0}^{\rho=a} \Im_0\left(\frac{kq\rho}{R}\right) \rho d\rho = \left(\frac{kq\rho}{R}\right) \int_{w=0}^{w=\frac{kqa}{R}} \Im_0(w)\, w dw$$

En utilisant l'équation de $\tilde{E}$ on obtient :

$$\tilde{E}(t) = \frac{\varepsilon_A e^{i(\omega t - kr)}}{R} 2\pi a^2 \left(\frac{R}{kqa}\right) \Im_1\left(\frac{kqa}{R}\right)$$

L'éclairement au point P est $\frac{1}{2}\tilde{E}\tilde{E}^*$

$$I = \frac{2\mathcal{E}_A^2 A^2}{R^2} \left[\frac{\Im_1\left(\frac{kqa}{R}\right)}{\frac{kqa}{R}}\right]^2$$

Où A représente l'aire de l'ouverture circulaire. Afin de trouver l'éclairement au centre : on pose que $q = 0$. Il résulte de la relation de récurrence précédente $(m = 1)$ que :

$$\frac{d}{du}[u^m \Im_m(\mu)] = u^m \Im_{m-1}(\mu)$$

$$\Im_0(\mu) = \frac{d}{du}\Im_1(\mu) + \frac{\Im_1(\mu)}{u}$$

On voit que $\Im_0(0) = 1$ et $\Im_1(0) = 0$

L'éclairement en P_0 est donc :

$$I_0(0) = \frac{\mathcal{E}_A^2 A^2}{2R^2}$$

Ce résultat est identique à celui obtenu dans le cas de l'ouverture rectangulaire. Si l'on considère que R est à peu prés constant pour tous les points de la figure de diffraction, on peut écrire :

$$I = I_0(0)\left[\frac{2\Im_1\left(\frac{kqa}{R}\right)}{\frac{kqa}{R}}\right]^2$$

Comme, $\sin\theta = \frac{q}{R}$, on peut exprimer l'éclairement sous la forme d'une fonction de θ,

$$I(\theta) = I_0(0)\left[\frac{2\Im_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta}\right]^2$$

On peut voir l'allure de cette fonction sur la figure **IV.4** . Du fait de la symétrie axiale du problème, le maximum central correspond à un pic circulaire de forte intensité, connu sous le disque d'Airy. Le disque central est entouré par un anneau noir correspondant au premier zéro de la fonction $\Im_1(\mu)$. Nous savons que $\Im_1(\mu) = 0$ lorsque $\mu = 3.83$, c'est-à-dire lorsque $\frac{kqa}{R} = 3.83$. On peut donc considérer que le rayon q_1 du premier anneau noir constitue la limite du disque d'Airy. Ce rayon est donné par :

$$q_1 = 1.22\,\frac{R\lambda}{2a}$$

Si la lentille est focalisée sur l'écran, sa focale est telle que $f \approx R$, et donc :

$$q_1 \approx 1.22\,\frac{f\lambda}{D}$$

Où D est le diamètre de l'ouverture, soit, en d'autres termes $D = 2a$. Le diamètre du disque d'Airy est donc

$$2q_1 \approx 2.44 \frac{f\lambda}{D}$$

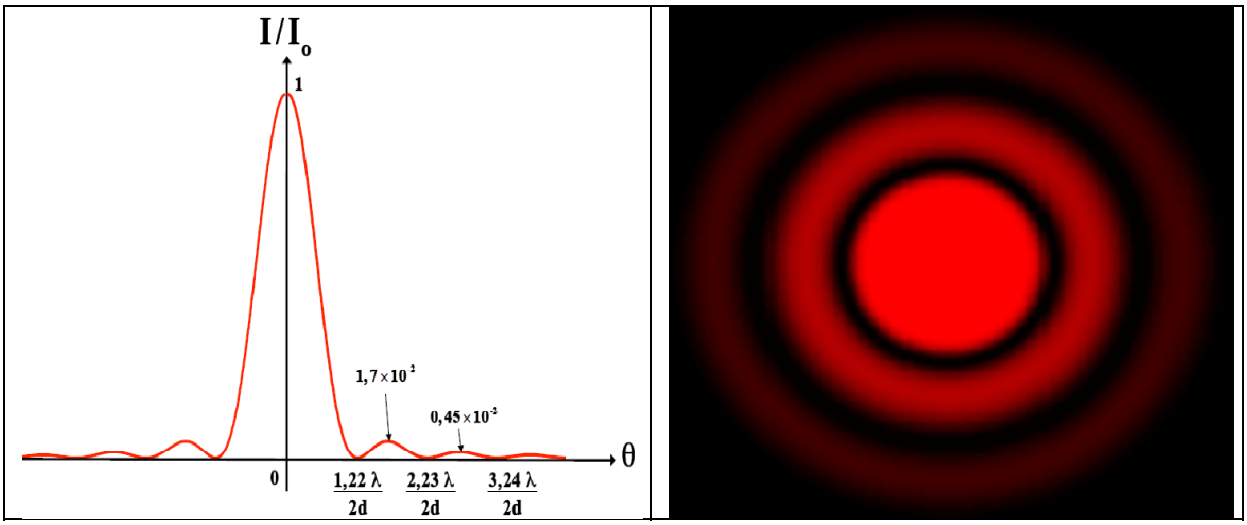


Figure IV.4 : Le phénomène de la diffraction par une fente circulaire.

EXERCICES

Exercice 01

Montrer qu'une règle approchée affirmant qu'un phénomène de diffraction relève de l'approximation de Fraunhofer est :$L \gg d^2/k\lambda$

Où d est la dimension maximale de l'objet diffractant distant de L de l'écran d'observation, λ la longueur d'onde et k un nombre entier positif que l'on déterminera.

Exercice 02

On considère la diffraction à l'infini d'une fente de largeur $a = 0.5mm$ éclairée par une lumière monochromatique $\lambda = 550nm$, la lentille utilisée ayant une distance focale de $50cm$.

1- Calculer la largeur du maximum central.
2- Calculer la largeur à mi-hauteur.
On donne $sinx = x/\sqrt{2}$ si $x = 1.39$

Exercice 03

Comparer la largeur du maximum central de diffraction d'une ouverture circulaire de rayon $d = 10\mu m$ dans le plan focal d'une lentille convergente de $1m$ de distance focale si $\lambda = 400nm$ puis si $\lambda = 700nm$.

Exercice 04

L'onde issue de l'élément de surface *ds*, entourant le point M, est proportionnelle à celle de l'onde incidente $A(M)$ et à ds :

$$dA = K.A(M).e^{i\varphi}ds$$

1-Citer les deux méthodes expérimentales d'obtenir des phénomènes de diffraction.

2-la différence de marche $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x + \beta y)$

2-1 Donner la nouvelle expression de dA.

2-2 Donner sous forme d'intégrale l'amplitude d'onde en point *P* sur l'écran d'observation.

2-3 Donner l'expression de l'intensité lumineuse diffractée par l'ouverture.

3-En éclairant une fine fente rectangulaire de la largeur a et de longueur b par un faisceau monochromatique de la longueur d'onde λ, l'écran est placé au plan focal image de la lentille f.

3-1 Donner l'expression de l'amplitude d'onde $A(P)$ sur l'écran en fonction de $\lambda, \alpha, \beta, a \; et \; b$.

3-2 Donner l'expression de l'amplitude d'onde $A(P)$ sur l'écran en fonction de Sinc (sinus cardinal).

3-2 Donner l'expression de l'intensité résultante.

3-2 Donner l'expression de l'intensité résultante en fonction de f.

Chapitre V : Interférences lumineuses

V.1 Généralités

Le terme interférence a été utilisé pour décrire la superposition de deux ondes de mêmes amplitudes et mêmes fréquences. Historiquement la nature corpusculaire de la lumière a montré un paradoxe pour l'interférence « *lumière + lumière=obscurité* ». Ce paradoxe trouve une explication dans la nature ondulatoire de la lumière.

V.2 Théorie de l'expérience d'Young

Le physicien Thomas Yong (1773-1829), a proposé une expérience pour démontrer la nature ondulatoire de la lumière. Il a utilisé une source de lumière monochromatique (Laser) qui éclaire un obstacle de deux fentes très fines et parallèles, distantes d'environ un millimètre. Les fentes O_1 et O_2 se comportent donc comme deux nouvelles sources cohérentes. Un écran E est placé perpendiculairement par rapport aux nouvelles sources issues aux fentes O_1 et O2. On observe sur cet écran des raies homogènes (brillantes et sombres) appelées les franges d'interférence. Les deux rayons cohérents issus aux fentes O_1 et O_2 se superposent à l'écran d'observation (Les rayons lumineux interfèrent). Tel que :

Frange brillante = interférence constructive.

Frange sombre = interférence destructive.

V.3 Calcul de la différence de marche

Dans le cas général, la différence de marche est donnée par la différence des chemins optiques

$$\delta = \left(L_{SS_2} + L_{S_2M}\right) - \left(L_{SS_1} + L_{S_1M}\right)$$

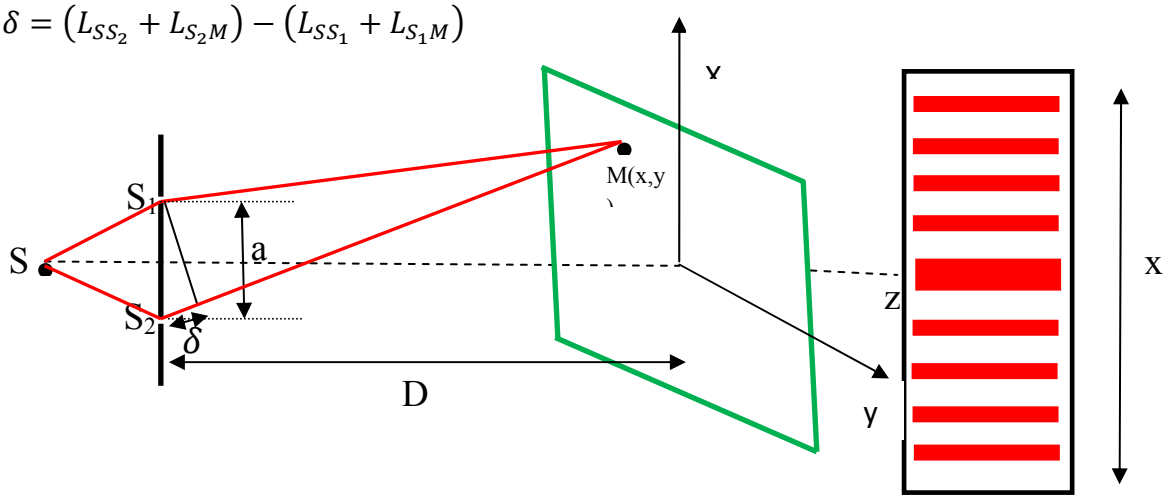


Figure V.1 : Présentation schématique de l'expérience d'interférence d'Young

Généralement : $L_{SS_1} = L_{SS_2}$ on obtient donc :

$$\delta = n\ \overline{S_2M} - n\,\overline{S_1M}$$

L'expérience est faite dans l'air (*n* supposé égale 1). Donc

$$\delta = \ \overline{S_2M} - \ \overline{S_1M}$$

On a :

$$\overline{S_1M}^2 = D^2 + y^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 \Rightarrow \overline{S_1M} = D\left[1 + \frac{y^2}{D^2} + \left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D^2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\overline{S_2M}^2 = D^2 + y^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2 \Rightarrow \overline{S_2M} = D\left[1 + \frac{y^2}{D^2} + \left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D^2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

En pratique : $\begin{cases} D \gg a \\ D \gg x, y \end{cases}$

Donc on utilise l'approximation, $(1 \pm \varepsilon)^n = 1 \pm n\varepsilon$, on obtient :

$$\overline{S_1M} \approx D\left[1 + \frac{y^2}{2D^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D^2}\right)^2\right] = D + \frac{y^2}{2D} + \frac{x^2 - xa + \left(\frac{a}{2}\right)^2}{2D}$$

$$\overline{S_2M} \approx D\left[1 + \frac{y^2}{2D^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D^2}\right)^2\right] = D + \frac{y^2}{2D} + \frac{x^2 + xa + \left(\frac{a}{2}\right)^2}{2D}$$

Donc la différence de marche devient :

$$\delta = \ \overline{S_2M} - \ \overline{S_1M} = \frac{xa}{D}$$

*Autre méthode pour calculer la différence de marche δ est :

$$\overline{S_2M}^2 - \ \overline{S_1M}^2 = 2ax = \left(\overline{S_2M} - \ \overline{S_1M}\right).\left(\overline{S_2M} + \ \overline{S_1M}\right) = \delta\left(\overline{S_2M} + \ \overline{S_1M}\right)$$

On suppose que : $\overline{S_2M} \approx \ \overline{S_1M} \approx D$, donc :

$$\delta\left(\overline{S_2M} + \ \overline{S_1M}\right) = \delta.2D = 2ax \Longrightarrow \delta = \frac{xa}{D}$$

Et la différence de phase en fonction de la différence de marche est donnée par :

$$\phi = \phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$$

V.4 Calcul de l'intensité lumineuse

Soient deux ondes lumineuses de même fréquence qui se superposent (interférentes) en un point M dans l'écran d'observation, tel que :

$S_1(t) = A_1 sin(\omega t + \phi_1), S_2(t) = A_2 sin(\omega t + \phi_2)$

$$S = S_1(t) + S_2(t)$$

Le produit scalaire $\vec{S}.\vec{S} = \|\vec{S}\|.\|\vec{S}\|.cos(\vec{S},\vec{S}) = \|A\|.\|A\|.1 = \|A\|^2$

Où $I = \|A\|^2/2$

Représente le carré de l'amplitude d'onde $\vec{S}$

Maintenant nous allons calculer l'amplitude A^2 de l'onde résultante :

$$\vec{S} = \overrightarrow{S_1}(t) + \overrightarrow{S_2}(t)$$

donc :

$$\left(\overrightarrow{S_1}(t) + \overrightarrow{S_2}(t)\right).\left(\overrightarrow{S_1}(t) + \overrightarrow{S_2}(t)\right) = \|A\|^2$$

$$I = \frac{\|A\|^2}{2} = \frac{\|A_1\|^2}{2} + \frac{\|A_2\|^2}{2} + 2\frac{\|A_1\|\|A_2\|}{2} cos(\phi_2 - \phi_1)$$

On a $I_1 = \frac{\|A_1\|^2}{2}$, $I_2 = \frac{\|A_2\|^2}{2}$

On trouve finalement :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\, cos(\phi)$$

Dans le cas particulier où les ondes 1 et 2 ont la même amplitude (éclairement) c'est-à-dire $I_1 = I_2 = I_0$ on trouve :

$$I = 2I_0\big(1 + cos(\phi)\big) = 4I_0\big(cos^2(\phi/2)\big)$$

Où $\phi = \phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi xa}{\lambda D}$ représente la différence de phase, et le terme $2\sqrt{I_1 I_2}\, cos(\phi)$ est appelé terme d'interférence.

L'intensité I est maximale (interférence constructive) si $= 2p\pi$, $p \in \mathbb{Z}$

C'est-à-dire : $\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi xa}{\lambda D} = 2p\pi$

$$\Rightarrow \begin{cases} \delta = p\lambda \\ x = p\frac{\lambda D}{a} = p.i \end{cases}$$

avec $i = \frac{\lambda D}{a}$ est appelé la distance interfrange constante et indépendante de x, les franges sont équidistantes.

L'intensité I est minimale (interférence destructive) si $= (2p+1)\pi$, $p \in \mathbb{Z}$

C'est-à-dire $\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi xa}{\lambda D} = (2p+1)\pi$

$$\Rightarrow \begin{cases} \delta = (2p+1)\dfrac{\lambda}{2} \\ x = (2p+1)\dfrac{\lambda D}{2a} = \dfrac{(2p+1)}{2}.i \end{cases}$$

La figure ci-dessous représente la distribution spatiale de l'intensité suivant x à l'écran d'observation.

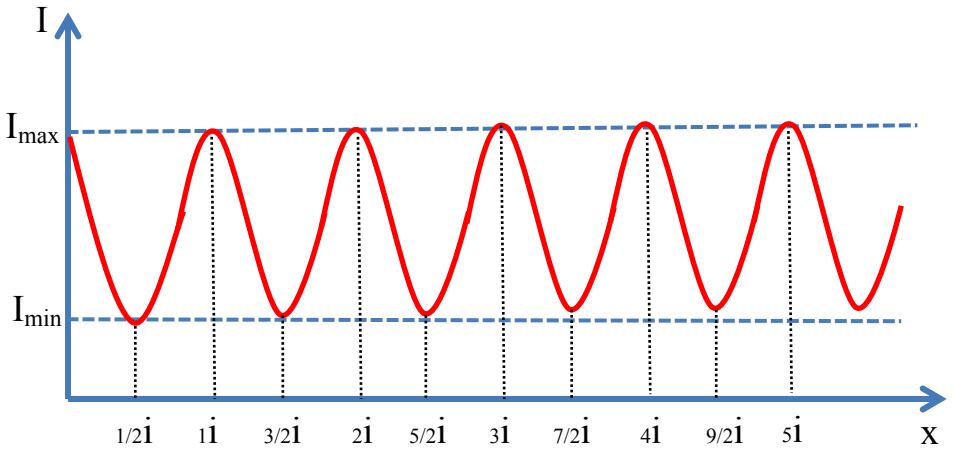


Figure V.2 : La distribution spatiale de l'intensité à l'écran.

V.5 Visibilité (contraste) des franges

On définit la contraste (modulation, visibilité) des franges par le rapport suivant :

$$c = V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$$

Si $I_1 = I_2 = I_0 \Rightarrow \begin{cases} I_{max} = 4I_0 \\ I_{min} = 0 \end{cases}$

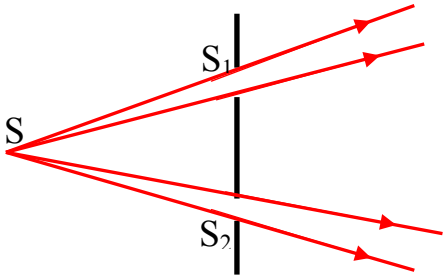
Si $V = 1$, on dit que les franges sont parfaitement contrastées, c'est-à-dire la visibilité est parfaite et les franges brillantes et sombres sont bien séparés les unes aux autres.

V.6 Interféromètres à division de front et amplitude d'onde

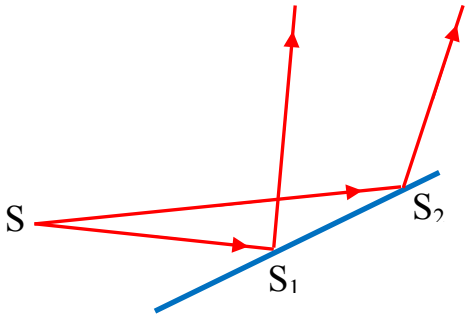
On distingue deux catégories pour décrire le phénomène d'interférence

-les interféromètres à division du front d'onde : dans ce cas les ondes se superposent à l'écran et sont des ondes secondaires issues d'une onde principale, comme dans l'expérience d'Yong.

-les interféromètres à division d'amplitude : dans ce cas les ondes se superposent à l'écran et sont des ondes secondaires issues d'une onde principale lorsque rencontre des dispositifs totalement ou semi réfléchissantes (lame séparatrice, miroirs) comme dans l'interféromètre de Michelson.



Onde à division du front



Onde à division d'amplitude

V.7 Applications de l'interférence

Enumérons les applications les plus importantes de l'interférence :

- Mesure des longueurs aves une très grande précision. Cela a permis de donner une définition de l'unité de longueur.

- Etude et contrôle de l'état des surfaces.

- Etude et contrôle de l'homogénéité de la matière.

- Détermination de constantes fondamentales de la matière.

EXERCICES

Exercice 01

Une lame de verre, d'épaisseur 8mm et d'indice de réfraction égal à 1.60, est éclairée par une source lumineuse de longueur d'onde 541.6nm. On observe des anneaux d'Hedinger par transmission, dans le plan focal d'une lentille de distance focal image égale à 50 cm.

1- Etablir l'expression de la différence de marche crée par la lame entre les deux premiers rayons transmis. En déduire l'ordre d'interférence au centre.
2- Quels sont les ordres d'interférence des trois premiers anneaux brillants ? calculer leurs rayons.
3- Même question pour les trois premiers anneaux sombres.

Exercice 02

Deux fentes d'Young espacées d'une distance d, sont éclairées par une source monochromatique de la longueur d'onde λ, un écran est placé à une distance D très grande devant d.

1-Calculer la différence de marche δ au point M d'abscisse x sur l'écran.

2-Calculer le déphasage φ au point M d'abscisse x.

-l'intensité lumineuse en un point M sur l'écran est donnée par $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}cos(\varphi)$ *où le terme* $2\sqrt{I_1 I_2}cos(\varphi)$ *est appelé le terme d'interférence.*

3-Donner les valeurs de φ pour l'intensité maximale au point M.

4-Calculer l'interfrange i, pour $\lambda = 633nm$, $D = 1m$ et $d = 5mm$.

5-Donner l'expression de x en fonction de i.

6-Donner les valeurs de φ pour l'intensité minimale au point M.

7-Donner l'expression de x en fonction de i qui correspond à l'intensité lumineuse minimale.

8-Tracer qualitativement la variation de I en fonction de x.

Exercice 03

I) On réalise l'expérience de Young avec une source lumineuse de longueur d'onde $\lambda = 546\ nm$. Les franges sont observées sur un écran placé à 100cm des

fentes. Le centre de la 20e frange brillante est à $5.46\ mm$ du centre de la frange d'ordre zéro.

1- Quelle est la distance *e* entre les deux fentes de Young ?

II) Au point M, la différence de marche s'exprime par $= ex/D$. On interpose alors sur le trajet S_1M une lame à faces parallèles d'épaisseur *d* et d'indice de réfraction n.

1- Quelle est la nouvelle expression δ en M ?

2-Pour quelle valeur x_d la différence de marche est nulle ?

3-De combien et dans quel sens s'est déplacée la frange centrale si $d = 1\mu m$ et *n*=1.5 ?

Exercice 04

On considère le dispositif de Young où on suppose que la source S_1 présente un déphasage constant φ par rapport à la source S_2.

1-Etablir l'expression de l'intensité $I(x)$.

2-Pour quelle valeur de φ a-t-on une frange noire au centre.

Références

[1] Zaineb ben Ahmed, Habib Bouchriha, Samia Kaddour « Optique Géométrique : cours avec exercices et problèmes corrigés ». Centre de Publication universitaire, Tunis, 2004.

[2] Richard Taillet « Optique ondulatoire » Groupe De Doeck s.a Belgique 2011.

[3] Christian Grossetete, Pascal Olive « Optique géométrique » Edition Ellipses, Paris 2006.

[4] Eugene Hecht « Optique » publié par Pearson Eduction, France 2002.

[5] Richard Taillet « Optique physique propagation de la lumière » De Boeck s.a Belgique 2006.

[6] M. Rousseau, J.P. Mathieu « Problèmes d'optique » Dunod, Paris 1966.

[7] J. Berty , A.Esgaut, P. Marchand. L. Martin et A. Oustry « Physique pratique-Optique » Tome 3' Librairie Vuibert Paris 1974.

[8] A. Ricoux « Problèmes d'optique-Interférences » Société d'édition d'enseinement supérieur 5, place de la Sorbonne – Paris 1966.

[9] Hubert Lumbroso « Optique ggéométrique et ondulatoire » Dunod, Paris,1996.

[10] Lucien Quaranta « Introduction à l'optique cours avec exercices corrigés » Masson, Paris. 1998.

[11] José- Philippe Pérez « Optique fondements et application » 7^{e} édition Dunod, Paris, 2004.

[12] J.P Lecardonnel, P. Tilloy « Optique exercices et problèmes résolus » C Brèal 1985, Paris.

[13] Roland Prat, Collection U série physique dirigée par Florin Abelès « Proplèmes d'optique » 103, boulevard Saint-Michel, Paris 1967.

[14] G. Landsberg « Cours élémentaire de physique » traduction francaise Edition Mir Moscou 1988.

[15] R. Annequin, J. Boutigny « Cours de physique Optique 2 » Boulevard Saint-Germain, 1975.

[16] Stéphane Glavan « Optique » office des publications universitaires, Alger 1981.

[17] Kamel ait-Ameur « Optique physique et lasers : Résumés de cours et problèmes corrigés » ellipses 2016. Paris.

[18] https://www.youtube.com/watch?v=xDF4U_74aTc&t=4085s

[19] https://www.youtube.com/watch?v=37EqfM44pQs&t=144s

Références

[20] https://www.youtube.com/watch?v=dK0QCZ0d9Wk

[21] https://www.youtube.com/watch?v=gphrBK6skeM