

Chapitre 5

Propriétés des ondes

5.1 Optique géométrique

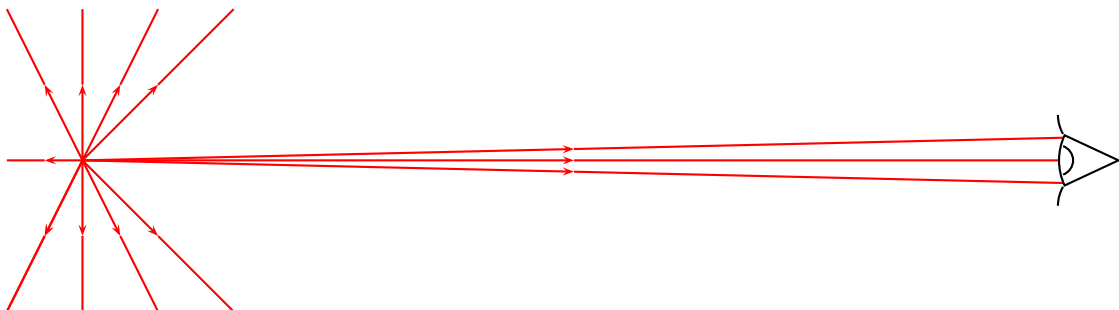
Les lois de la réflexion et de la réfraction décrites dans ce paragraphe sont illustrées ici avec des ondes électromagnétiques. Elles restent cependant valables pour les ondes mécaniques et les ondes de matière : un équivalent à l'indice optique est défini dans ces autres cas (pour l'étude de la réfraction).

5.1.1 Quelques définitions

La lumière se propage en ligne droite depuis la source (d'où l'apparition d'ombres portées). Son trajet entre deux points (par ex. entre source et observateur) peut donc être représenté par des droites orientées appelées **rayons lumineux**.

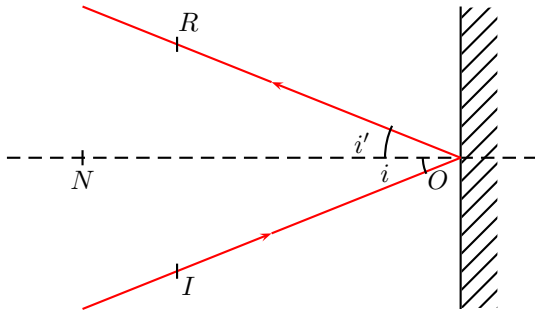
Une source ponctuelle émet dans toutes les directions : de près on observe donc des rayons divergents. Plus on s'éloigne de la source, plus l'angle séparant deux rayons reçus sur le récepteur (rétine, cellule photosensible ou CCD) est faible.

Si la source se trouve "à l'infini", c'est-à-dire suffisamment loin de l'observateur, les rayons perçus sont (quasi) parallèles et forment un **faisceau lumineux**, représenté par les deux rayons extrêmes uniquement (sur un schéma en 2D). Un faisceau dont l'angle d'ouverture est inférieur ou égal à 10^{-3} rad peut typiquement être considéré comme parallèle (c'est l'angle typique d'ouverture d'un faisceau laser, considéré comme parallèle pour toute application pratique) et provenant d'une source "à l'infini".



5.1.2 Lois de Snell-Descartes

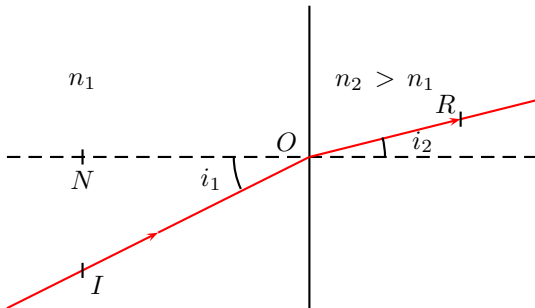
Réflexion sur un miroir :



1. Le rayon réfléchi (OR) est contenu dans le plan défini par le rayon incident (OI) et par la droite (ON), normale au miroir au point d'arrivée O du rayon incident ;
2. Les angles des rayons incident et réfléchi à la normale vérifient :

$$i = i'$$

Réfraction à l'interface entre milieux d'indices optiques différents :



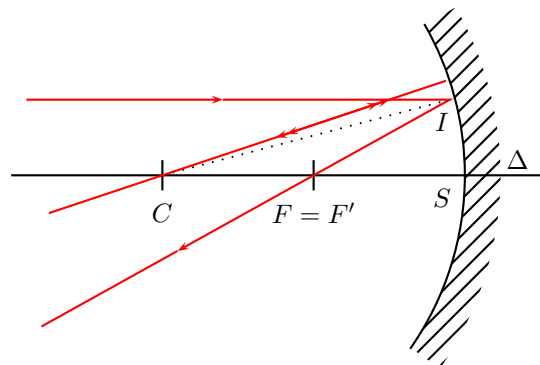
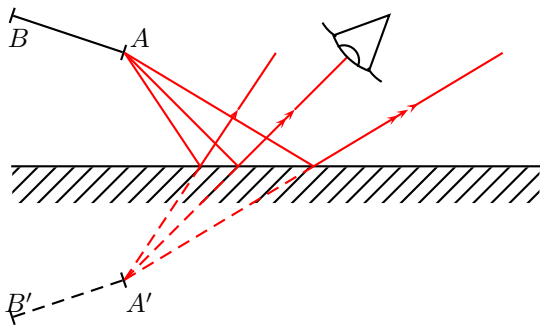
1. Le rayon réfracté (OR) est contenu dans le plan défini par le rayon incident (OI) et par la droite (ON), normale au miroir au point d'arrivée O du rayon incident ;
2. Les angles des rayons incident et réfracté à la normale vérifient :

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

Remarque : pour $n_2 < n_1$, il existe un angle incident limite $i_{1,lim}$ tel que pour $i_1 > i_{1,lim}$ il n'existe pas de rayon réfracté. On a alors réflexion totale du rayon incident ($\sin(i_{1,lim}) = n_2/n_1$, la démonstration est laissée en exercice au lecteur).

5.1.3 Miroir plan

Par application des lois de la réflexion, l'image du point A est le point A' , symétrique du point A par-rapport au plan du miroir. Du point de vue de l'observateur, les rayons lumineux issus de A et réfléchis par le miroir (M) semblent venir de A' . Il en est de même pour un objet étendu : l'image ($A'B'$) est symétrique de (AB).



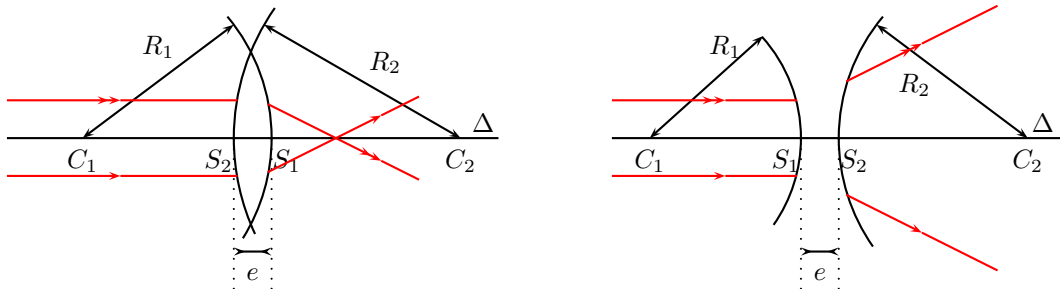
Dans le cas de miroirs non-plans (par ex. miroirs sphériques vus en TP), on observe la même propriété, mais par-rapport au plan tangent au miroir au point de contact O .

5.1.4 Lentilles minces

Lentilles convergentes et divergentes

Une **lentille** est définie comme la portion d'espace comprise entre deux dioptries sphérique (ou un dioptre plan et un dioptre sphérique). Un **dioptre** est une interface entre deux milieux d'indices optiques différents. Le plus souvent le milieu extérieur est l'air (d'indice 1) et le milieu "intérieur" est le matériau de la lentille (verre, polymère, cristallin, goutte d'eau), plus réfringent que l'air (d'indice optique plus élevé).

On peut définir des lentilles convergentes et divergentes, dont l'effet sur le trajet des rayons lumineux est une illustration des lois de la réfraction. Les lentilles convergentes sont plus minces au bord qu'au centre, et les lentilles divergentes sont plus épaisses au bord qu'au centre (à condition que le milieu intérieur soit plus réfringent que le milieu extérieur). Voici, à gauche, une lentille convergente, et à droite, une lentille divergente :



Par convention, on représente le trajet de la lumière allant de gauche à droite. Ceci définit aussi le sens positif pour les mesures de distances algébriques (cf. paragraphes suivants).

On définit également :

- l'espace objet : la moitié de l'espace située en amont de la lentille sur le trajet de la lumière (à gauche) ;
- l'espace image : la moitié de l'espace située en aval de la lentille sur le trajet de la lumière (à droite).

Lentilles minces et conditions de Gauss

Une **lentille mince** (convergente ou divergente) est d'épaisseur négligeable devant les rayons de courbure de ses deux faces :

$$e \ll R_1 \quad ; \quad e \ll R_2$$

Dans le cas des lentilles minces, on peut utiliser une méthode rapide (et approchée) pour prédire la position et forme de l'image d'un objet vu à travers une lentille. Cette méthode approchée est valable uniquement dans les **conditions de Gauss** :

- les rayons incidents sont peu inclinés par-rapport à l'axe optique ($\lesssim 10^\circ$) ;
- les rayons lumineux atteignent la lentille dans une zone proche du centre optique (point $O = S_1 \simeq S_2$).

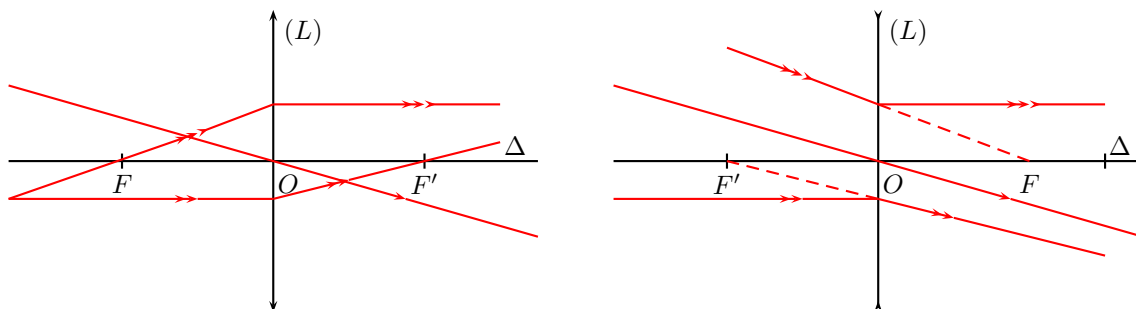
Dans tous les autres cas (lentille épaisse, lentille divergente (loin du centre optique), grandes inclinaison par-rapport à l'axe optique, etc.) il convient d'appliquer les lois de la réfraction aux deux faces de la lentille pour retracer le chemin de chaque rayon lumineux.

Rayons caractéristiques et construction d'images

Dans les conditions de Gauss, on peut définir les rayons caractéristiques suivants pour toute lentille mince (ainsi que ses points focaux) :

- tout rayon incident passant par l'axe optique poursuit sans être dévié ;
- tout rayon incident arrivant de l'infini parallèle à (ou sur) l'axe optique est dévié vers le point focal image ;
- tout rayon incident passant par le point focal objet

Le point focal objet (resp. image) d'une lentille convergente se trouve dans l'espace objet (resp. image). Le point focal objet (resp. image) d'une lentille divergente se trouve dans l'espace image (resp. objet). Voici les rayons caractéristiques d'une lentille convergente (à gauche) et d'une lentille divergente (à droite) :



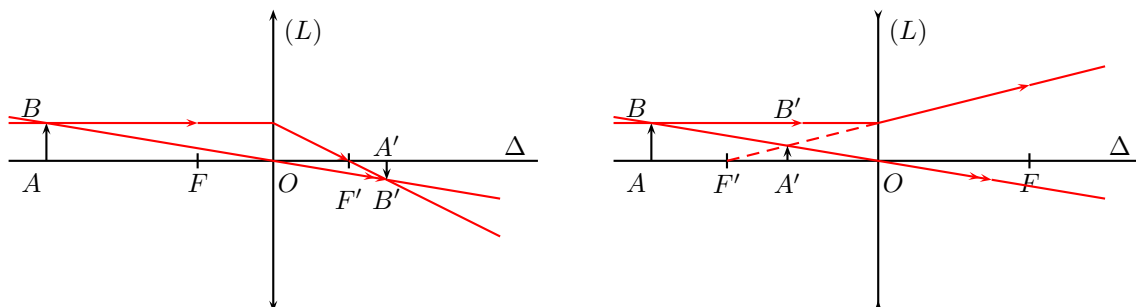
Pour construire l'image par une lentille mince d'un objet quelconque \overline{AB} (assez petit et proche de l'axe optique pour se trouver dans les conditions de Gauss), on utilise des rayons caractéristiques de la lentille passant par l'objet : l'image se trouve à leur intersection. Rappelez-vous que la partie "objet" d'un rayon lumineux passe par un point objet si et seulement si la partie "image" de ce même rayon passe par son point image (aussi appelé conjugué). Cette règle est une conséquence du trajet rectiligne de la lumière (pensez aux ombres portées).

On définit :

- un objet réel : objet se trouvant dans l'espace objet ;
- un objet virtuel : objet se trouvant dans l'espace image ;
- une image réelle : image se trouvant dans l'espace image ;
- une image virtuelle : image se trouvant dans l'espace objet.

On peut rencontrer tous ces cas de figure, selon le type de lentille et la position de l'objet. Dans le cas d'un objet virtuel, c'est le prolongement (virtuel) de la partie "objet" du rayon qui passe par l'objet. Même chose pour une image virtuelle.

Voici deux exemples : à gauche, l'image réelle d'un objet réel par une lentille convergente, et à droite, l'image virtuelle d'un objet réel par une lentille divergente.



Formule de conjugaison, distance focale et vergence

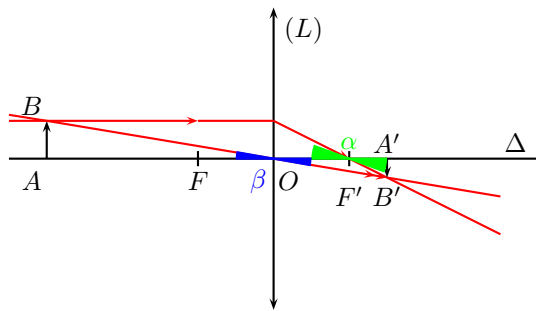
La formule de conjugaison des lentilles minces (valable pour des lentilles convergentes et divergentes) s'écrit :

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

On appelle :

- distance focale la distance algébrique $-\overline{OF} = \overline{OF'} = \overline{f'}$.
 $\overline{f'} > 0$ pour une lentille convergente, $\overline{f'} < 0$ pour une lentille divergente ;
- vergence l'inverse de la distance focale, notée C ou V : $C = 1/\overline{f'}$.
 Son unité de mesure est la dioptrie, notée δ : $1 \delta = 1 m^{-1}$.

Pour démontrer la formule de conjugaison, utilisons le schéma ci-dessous de construction d'image par une lentille convergente :



$$\tan(\alpha) = \frac{\overline{AB}}{\overline{OF'}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{A'F'}}; \tan(\beta) = \frac{\overline{AB}}{\overline{OA}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{OA'}}$$

Ainsi :

$$\frac{1}{\overline{OA}} + \frac{1}{\overline{OF'}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} \left(\frac{1}{\overline{OA'}} + \frac{1}{\overline{A'F'}} \right)$$

$$\text{ssi } \frac{1}{\overline{OA}} + \frac{1}{\overline{OF'}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} \frac{\overline{OF'}}{\overline{OA'} \overline{A'F'}}$$

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

5.2 Effet Doppler

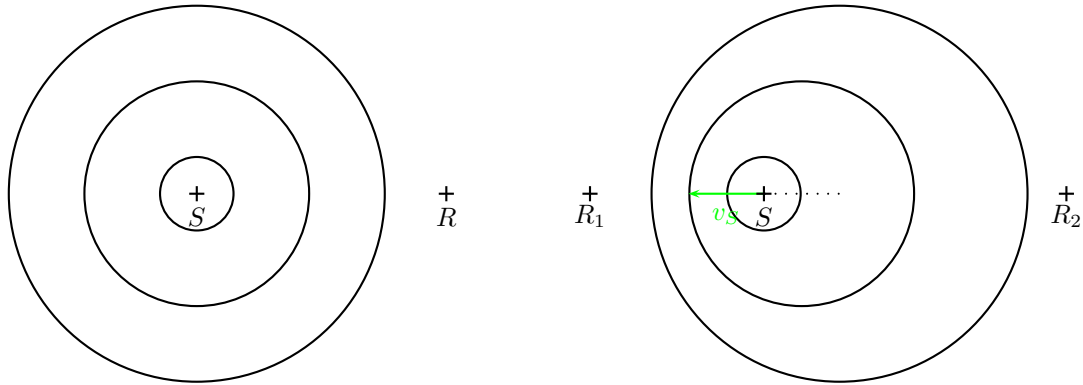
5.2.1 Mouvements relatifs et fréquence

L'effet Doppler a été caractérisé par Christian Doppler en 1842. Il fut également proposé par Hippolyte Fizeau en 1848 pour les ondes EM (d'où le nom d'effet Doppler-Fizeau dans le cas des ondes EM).

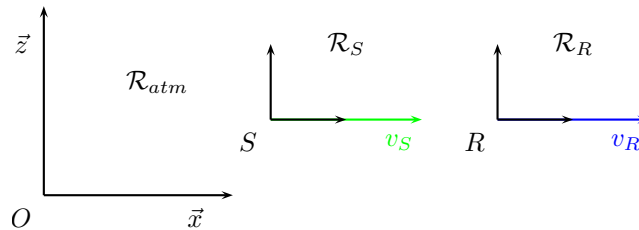
Cet effet consiste en une différence entre spectre observé et spectre émis (fréquence ou longueur d'onde), pour une onde dont la source est en mouvement par-rapport à l'observateur :

- si source et récepteur s'éloignent l'un de l'autre, la fréquence mesurée par le récepteur est inférieure à la fréquence émise : $f_R < f_S$;
- si source et récepteur se rapprochent l'un de l'autre, la fréquence mesurée par le récepteur est supérieure à la fréquence émise : $f_R > f_S$.

Deux cas de figure sont représentés ci-dessous. À gauche : si la source est immobile par-rapport au milieu de propagation (et au récepteur), les fronts d'onde sont des cercles (ou sphères) concentriques. À droite : si la source est en déplacement par-rapport au milieu de propagation (et/ou au récepteur), les fronts d'onde observés sont des cercles (ou sphères) non-concentriques. Le récepteur en R_1 dont se rapproche la source voit une onde de longueur d'onde plus courte (de fréquence plus grande) que dans le cas d'une source au repos. Le récepteur en R_2 dont s'éloigne la source voit une onde de longueur d'onde plus longue (de fréquence plus faible) que dans le cas d'une source au repos.



Établissons la relation entre fréquence émise (f_S) et fréquence observée (f_R) dans le cas général où source et observateur peuvent être en mouvement par-rapport au milieu dans lequel se propage l'onde (par ex. ondes sonores ou ondes radio se propageant dans l'atmosphère terrestre) :



On considère les 3 référentiels suivants :

- \mathcal{R}_{atm} : référentiel local dans lequel le milieu de propagation des ondes est immobile. L'axe x est défini selon : $\vec{x} = \frac{\vec{SR}}{\|\vec{SR}\|}$;
- \mathcal{R}_S : référentiel lié à la source, d'axes parallèles à ceux du référentiel \mathcal{R}_{atm} . On note \vec{v}_S la vitesse de la source dans \mathcal{R}_{atm} ;
- \mathcal{R}_R : référentiel lié au récepteur, d'axes parallèles à ceux du référentiel \mathcal{R}_{atm} . On note \vec{v}_R la vitesse du récepteur dans \mathcal{R}_{atm} .

Calculons maintenant la distance parcourue par un front d'onde :

- ... depuis son émission, avant émission du front d'onde suivant. Dans le référentiel de la source, cette distance est la longueur d'onde émise : $\lambda_S = cT_S$;
- ... depuis son émission, avant émission du front d'onde suivant. Dans le référentiel \mathcal{R}_{atm} , cette distance est égale à la longueur d'onde émise moins la distance parcourue par la source : $\lambda_{atm} = \lambda_S - v_S T_S = (c - v_S) T_S$;
- ... depuis sa réception, avant réception du front d'onde suivant. Dans le référentiel du récepteur, cette distance est égale à la longueur d'onde vue dans \mathcal{R}_{atm} moins la distance parcourue par l'atmosphère dans \mathcal{R}_R : $\lambda_R = \lambda_{atm} + v_R T_{atm} = \lambda_{atm} \left(1 + \frac{v_R}{c}\right)$ ssi $\lambda_{atm} = \frac{c^2}{c+v_R} T_R$.

D'où on déduit :

$$f_R = f_S \frac{c^2}{(c + v_R)(c - v_S)}$$

$$\text{ssi } \lambda_R = \lambda_S \left(1 + \frac{v_R}{c}\right) \left(1 - \frac{v_S}{c}\right)$$

On retrouve le comportement attendu dans les cas suivants :

- éloignement : $v_R > 0$ ou $v_S < 0$ ssi $f_R < f_S$;
- rapprochement : $v_R < 0$ ou $v_S > 0$ ssi $f_R > f_S$.

Dans une configuration où soit la source, soit le récepteur est immobile par-rapport au milieu de propagation (ou si ce “milieu” est le vide et qu'on considère l'un ou l'autre comme fixe), on obtient une forme plus simple :

$$f_R = f_S \frac{c}{c - v}$$

où v est la vitesse de la source par-rapport au récepteur (ou inversement), avec $v > 0$ dans le sens d'un rapprochement.

Remarque : dans le cadre d'observations de l'effet Doppler-Fizeau appliqué à des ondes électromagnétiques dans le vide, on fait souvent l'approximation suivante :

$$f_R = f_S \frac{1}{1 - \frac{v}{c}} \simeq f_S \left(1 + \frac{v}{c}\right)$$

Il s'agit d'un développement limité à l'ordre 1, valable tant que le mouvement de la source par-rapport au récepteur n'est pas relativiste, i.e. $v \ll c$.

5.2.2 Applications

L'effet Doppler est utilisé pour diverses mesures indirectes de vitesse, dans lesquelles une onde de fréquence connue est émise en direction de l'objet d'étude. La fréquence de l'onde réfléchi est comparée à celle de l'onde émise :

- contrôles routiers de vitesse (écho radar) ;
- météorologie : mesure de position et vitesse des nuages (écho radar) ;
- médecine : vitesse de l'écoulement dans les vaisseaux sanguins (écho d'ondes sonores) ;

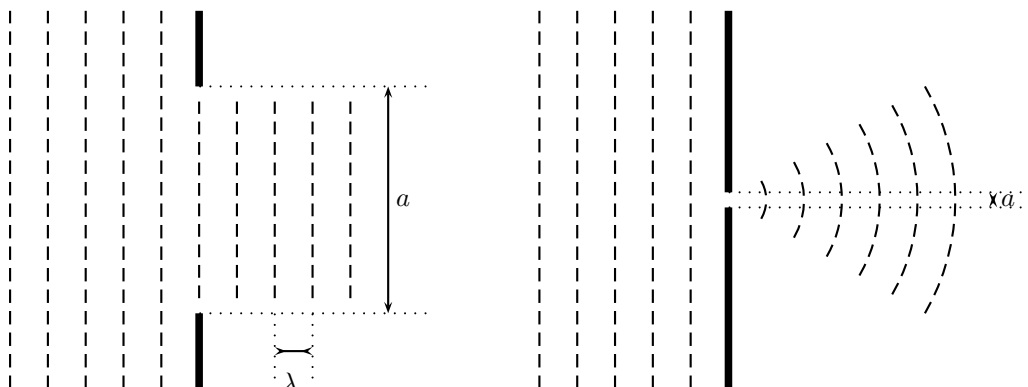
En astrophysique, on recherche des raies ou motifs spectraux caractéristiques dans les spectres d'objets lointains, et le décalage entre la longueur d'onde mesurée et celle attendue (pour une source au repos dans le référentiel de l'observateur) permet de :

- mesurer la distance de galaxies lointaines, proportionnelle à la vitesse à laquelle elles semblent s'éloigner de nous, du fait de l'expansion de l'Univers (ce décalage est appelé “redshift” et noté z) ;
- mesurer la vitesse de rotation d'un astre (étoiles, planètes, ...), par la différence entre les décalages des spectres mesurés aux extrémités de l'équateur de l'astre ;
- déceler la présence d'une planète autour une étoile lointaine, qui induit une perturbation périodique du mouvement de celle-ci, et donc de son spectre.

5.3 Diffraction

5.3.1 Source secondaire

Considérons une onde plane arrivant sur un obstacle, ici une ouverture de largeur a , perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde.



Si la largeur de l'ouverture est plus grande que la longueur d'onde (figure de gauche), l'onde plane est diaphragmée par l'obstacle : elle continue de se propager de l'autre côté, dans le prolongement de l'ouverture. Dans le cas d'une onde EM on retrouve la propagation rectiligne de la lumière.

Si la largeur de l'ouverture est comparable à ou plus petite que la longueur d'onde (figure de droite), l'onde plane est diffractée : l'ouverture se comporte comme une source secondaire, émettant une onde sphérique, de même fréquence (même longueur d'onde et célérité s'il s'agit du même milieu de propagation) que l'onde incidente.

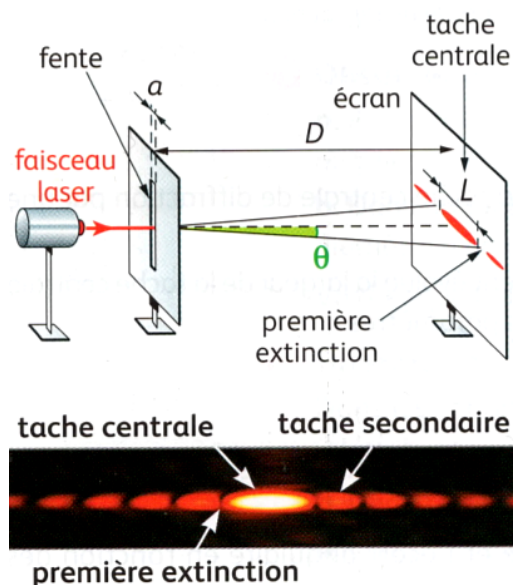
Le phénomène de diffraction se produit quelle que soit la dimension de l'obstacle, mais est d'autant moins efficace que l'ouverture (ou l'obstacle) est grand :

- dans le cas d'ondes EM, l'effet de la diffraction est visible si l'ouverture est de largeur inférieure à 100 fois la longueur d'onde ;
- dans le cas d'ondes mécaniques, l'effet est visible si l'ouverture est de largeur inférieure ou égale à la longueur d'onde.

Un obstacle ou une ouverture, de même dimension, ont le même effet diffractant sur l'onde incidente.

5.3.2 Figure de diffraction en lumière monochromatique

Considérons la diffraction par une fente fine d'un faisceau de lumière monochromatique : la figure obtenue sur l'écran est appelée figure de diffraction : la tache centrale est plus grande que l'image géométrique de la fente, d'autres taches lumineuses apparaissent de part et d'autre. Les différentes taches sont alignées dans la direction perpendiculaire à la grande dimension de la fente.



Un fil de même diamètre a produit la même figure de diffraction (superposée à la l'image géométrique de la partie du faisceau passant "assez loin" de part et d'autre du fil).

L'écart angulaire de diffraction θ est l'angle séparant le milieu de la tache centrale à la première extinction :

$$\theta = \frac{\lambda}{a}$$

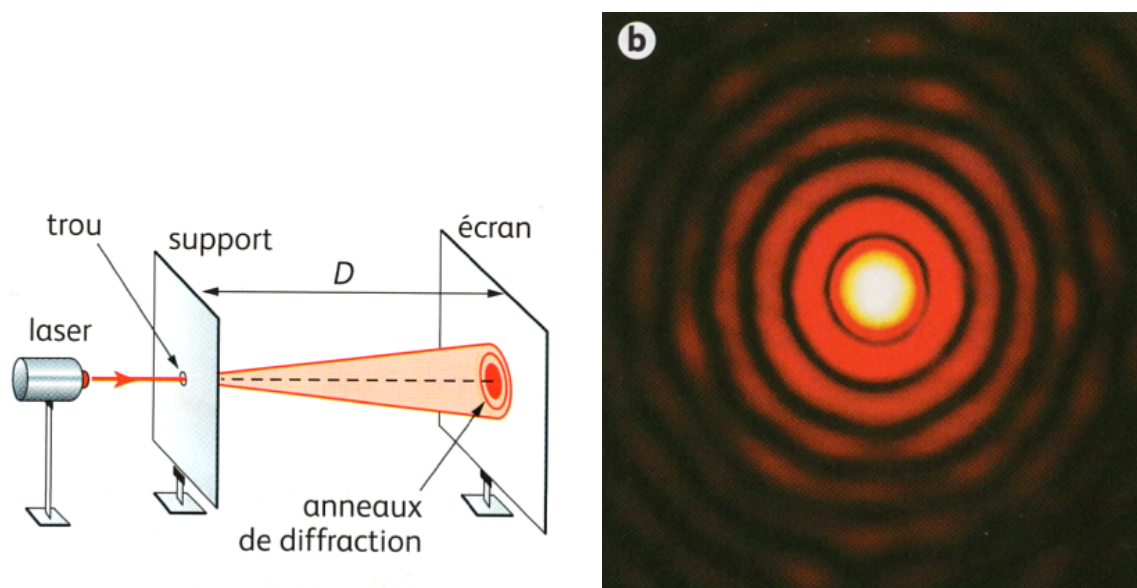
avec λ et a en mètres et θ en radians.

La dimension de la tache centrale est liée à cet écart de diffraction et à la distance D par la relation géométrique :

$$\tan \theta \simeq \theta = \frac{d}{D}$$

Une ouverture rectangulaire ou carrée dont les dimensions sont suffisamment petites produit une figure de diffraction en deux dimensions (selon deux directions), une ouverture hexagonale produit une figure selon 3 directions dans le plan de l'écran...

Et une ouverture circulaire (ou une petite bille) produit une figure de diffraction circulaire : une tache centrale appelée "tache d'Airy" entourée d'anneaux lumineux.



L'écart angulaire de diffraction est donné par :

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{a}$$

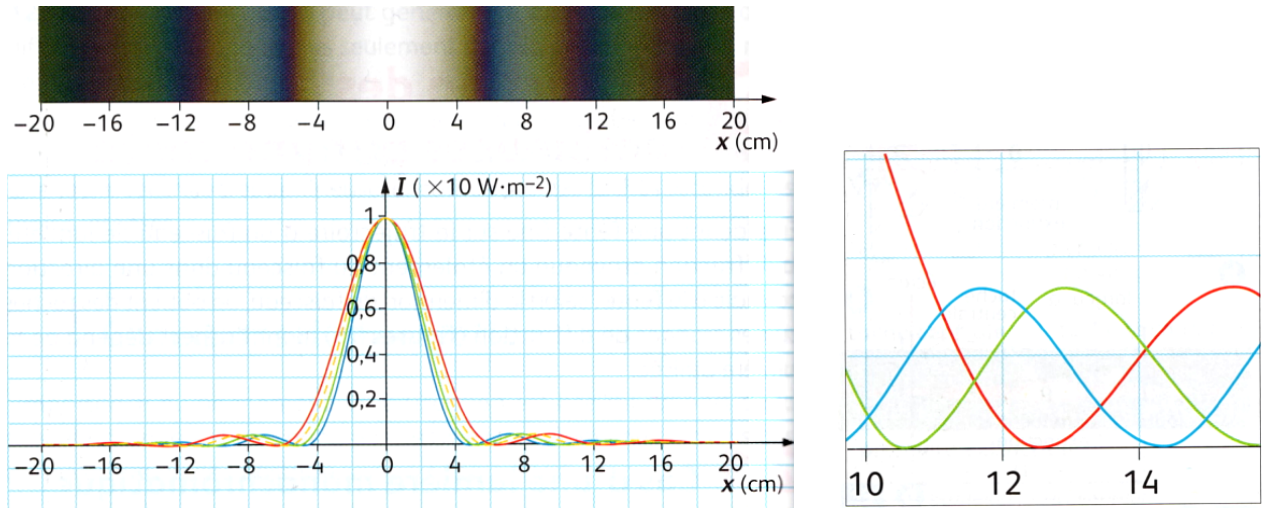
(ce qui est du même ordre de grandeur que l'écart angulaire de diffraction du cas précédent).

Et le rayon d de la tache est lié à la distance D et à θ par :

$$\tan \theta \simeq \theta = \frac{d}{D}$$

5.3.3 Intensité lumineuse ; lumière polychromatique

La tache centrale d'une figure de diffraction est beaucoup plus lumineuse que les taches secondaires et d'ordres supérieurs. De plus, la largeur des taches de diffraction dépend de la longueur d'onde (à D et a donnés) :



Avec une lumière monochromatique, on obtient une alternance de taches lumineuses et d'obscurité. Avec une lumière polychromatique, les figures de diffraction obtenues pour toutes les longueurs d'ondes se superposent, et on obtient des irisations (franges de différentes couleurs).

5.4 Interférences

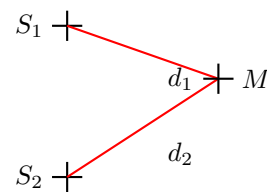
5.4.1 Superposition d'ondes et déphasage

Considérons deux sources d'ondes sinusoïdales de même fréquence, même amplitude, et cohérentes (les ondes émises ont un déphasage constant), et l'onde reçue en un point de l'espace :

Au point M, on reçoit une onde qui est la somme des deux ondes provenant de S_1 et S_2 . Si les deux ondes arrivent en phase, la somme est maximale : on parle d'interférence constructive. Si les deux ondes arrivent en opposition de phase, les maxima et minima se compensent et on n'observe aucune ondulation : on parle d'interférence destructive.

5.4.2 Retard et différence de marche

Le déphasage observé entre les deux ondes reçues au point M dépend du temps de parcours de chaque onde entre la source et le point d'observation (ou de la distance parcourue) :



Les sources S_1 et S_2 émettent en phase.

On note τ_1 le retard de l'onde (1) au point M, i.e. le temps de parcours de l'onde (1) de S_1 à M. De même on note τ_2 le retard de l'onde (2) au point M. Alors la différence des retards En M vaut : $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$, et on observe :

- des interférences constructives ssi $\Delta\tau = kT$, $k \in \mathbb{Z}$;
- des interférences destructives ssi $\Delta\tau = (k + 1/2)T$, $k \in \mathbb{Z}$.

De même, en notant $d_1 = c\tau_1$ la distance parcourue par l'onde (1) de S_1 à M, et $d_2 = c\tau_2$ la distance parcourue par l'onde (2) de S_2 à M, on définit la différence de marche : $\delta = d_2 - d_1$. On observe alors :

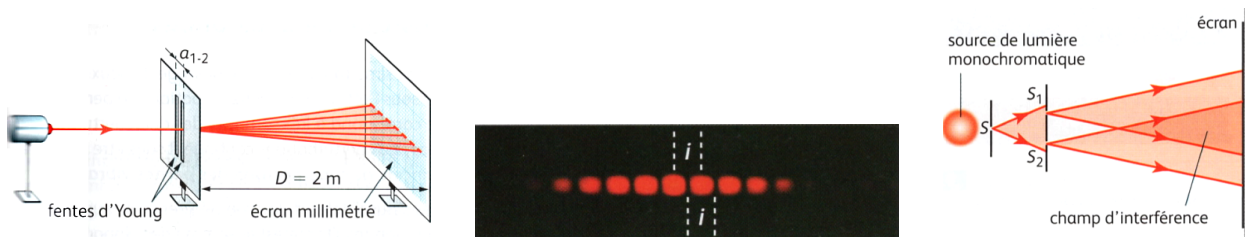
- des interférences constructives ssi $\delta = k\lambda$, $k \in \mathbb{Z}$;
- des interférences destructives ssi $\delta = (k + 1/2)\lambda$, $k \in \mathbb{Z}$.

où $\lambda = \lambda_0/n$ est la longueur d'onde dans le milieu d'indice n traversé entre S_1 , S_2 et M .

Remarque : si les ondes traversent des milieux de différents indices optiques, il est plus commode (et équivalent) d'écrire la différence de marche comme la différence des chemins optiques : le chemin optique parcouru par la lumière dans un milieu est égal au produit de la distance parcourue par l'indice optique du milieu traversé. On écrit alors la condition d'interférence (constructive ou destructive) en fonction de λ_0 (longueur d'onde dans le vide) au lieu de λ .

5.4.3 Figure d'interférences en lumière monochromatique

Considérons le montage suivant : un faisceau de lumière monochromatique est d'abord diffracté par une fente fine (source S) puis par deux fentes fines et rapprochées, équidistantes de la première sources (sources S_1 et S_2 en phase). On appelle ce montage celui des fentes d'Young. Les ondes diffractées par ces deux sources interfèrent (se superposent) et forment une figure d'interférences sur l'écran :



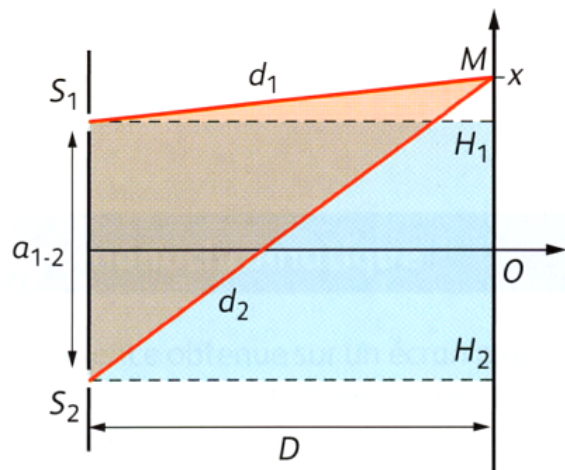
La forme générale est celle d'une figure de diffraction par l'une ou l'autre fente. Dans la tache centrale, on observe une alternance de frange brillantes et sombres : les franges d'interférence. La distance entre deux franges sombres, ou entre les centres de deux franges brillantes, est appelé interfrange, et est lié à la longueur d'onde :

$$i = \frac{\lambda D}{a_{1-2}}$$

où toutes les distances sont mesurées en mètres, D est la distance entre les fentes et l'écran et a_{1-2} la distance entre fentes.

Démonstration :

Calculons la différence de marche entre deux ondes se superposant au point M situé à la distance x de l'axe de symétrie du montage :



Comme le milieu traversé est homogène (air d'indice proche de 1), on écrit :

$$\delta = (SS_2 + S_2M) - (SS_1 + S_1M)$$

Les deux fentes S_1 et S_2 sont équidistantes de M donc :

$$\delta = S_2M - S_1M = d_2 - d_1$$

Or, en appliquant le théorème de Pythagore dans les triangles S_1H_1M et S_2H_2M on trouve :

$$d_1^2 = D^2 + \left(x - \frac{a_{1-2}}{2}\right)^2 \quad ; \quad d_2^2 = D^2 + \left(x + \frac{a_{1-2}}{2}\right)^2$$

Donc :

$$d_2^2 - d_1^2 = 2xa_{1-2}$$

Or :

$$\begin{aligned} d_2^2 - d_1^2 &= (d_2 - d_1)(d_2 + d_1) \\ 2xa_{1-2} &\simeq \delta \times 2D \end{aligned}$$

car $D \simeq d_2$ et $D \simeq d_1$. On trouve donc :

$$x = \frac{\delta D}{a_{1-2}}$$

Or la condition pour observer une frange brillante centrée en M s'écrit : $\delta = k\lambda$, $k \in \mathbb{Z}$. Donc l'abscisse x d'une frange brillante est liée à λ :

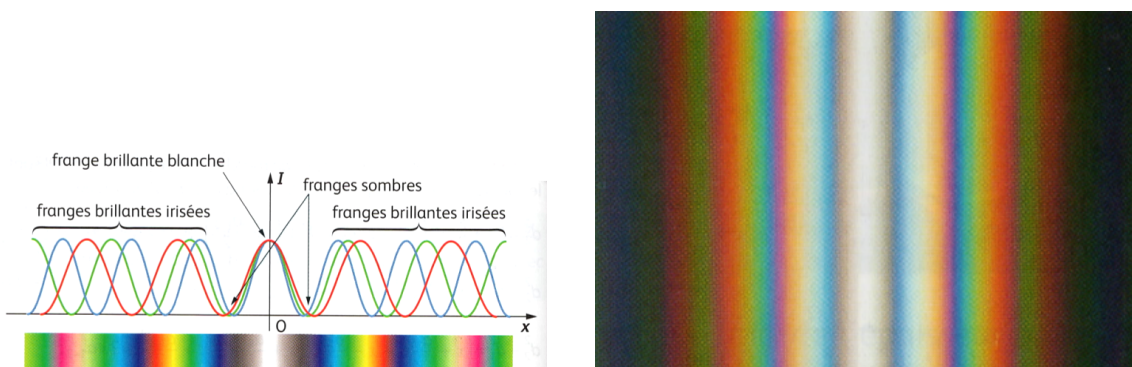
$$x = k \frac{\lambda D}{a_{1-2}} \quad , \quad k \in \mathbb{Z}$$

Donc l'interfrange, distance entre les centres de deux franges brillantes consécutives, s'écrit :

$$i = \frac{\lambda D}{a_{1-2}}$$

5.4.4 Couleurs interférentielles

De même qu'avec les figures de diffraction, dans les figures d'interférences on observe des franges brillantes dont la largeur est liée à la longueur d'onde. EN lumière polychromatique on observe donc une superposition des figures d'interférences obtenues :



On voit donc des irisations, appelées couleurs interférentielles.

Quelques exemples d'objets prenant des couleurs interférentielles :

- les ailes de certains papillons et plumes de certains oiseaux : la couleur change selon l'incidence sous laquelle on les regarde ;
- les bulles de savon : idem. Ce sont les reflets aux deux interfaces air-eau et eau-air qui interfèrent (cf. TD) ;
- la couche anti-reflet sur les verres de lunettes et objectifs d'appareils photo : idem. Un matériau d'indice élevé est déposé sur le verre, ainsi les rayons réfléchés par ce matériau d'une part, et à l'interface matériau-verre d'autre part, interfèrent (cf. exercices).

5.4.5 Diffraction par un réseau

Pendant le cours, nous avons observé l'image produite par un rétroprojecteur, avec un CD fixé au miroir supérieur.

Les images observées à l'écran sont les différents reflets de la lumière du rétroprojecteur produits par le compact disc (CD) :

- une image "blanche", reflet usuel de toutes les longueurs d'onde de la lumière du rétroprojecteur ;
- deux images "colorées", montrant le spectre de la lumière du rétroprojecteur.

Dans ce cas, la lumière incidente est réfléchiée par les nombreux sillons du CD, et les reflets interfèrent. Les sillons sont aussi de petite taille, ce qui leur permet de diffracter sensiblement la lumière en la diffractant.

Dans le cas étudié plus haut, où seuls 2 objets diffractants étaient placés dans le trajet de la lumière, on un grand nombre de franges à chaque longueur d'onde : on parle d'interférence à 2 ondes.

Dans le cas présent, on parle d'interférence à N ondes : les figures d'interférences (par paires de deux sillons proches) interfèrent entre elles... ainsi de suite jusqu'à obtenir, pour chaque longueur d'onde, de fines franges brillantes dans certaines directions privilégiées. La direction dépendant de la longueur d'onde, il est possible ainsi d'isoler les différentes longueurs d'ondes dans l'image finale obtenue, i.e. de disperser la lumière de la source primaire. On appelle ce type d'objet dispersant un réseau, et c'est une alternative aux prismes pour les analyse spectrales (cf. chapitre 2 de CM80 par exemple).

Conclusion

À retenir :

- les définitions : indice optique, distance focale, vergence, objet diffractant, différence de marche, etc. ;
- les lois de Snell-Descartes ;
- la formule de conjugaison des lentilles minces en conditions de Gauss ;
- l'ordre de grandeur d'un obstacle ou d'une ouverture provoquant un phénomène de diffraction visible ;
- l'expression de l'écart angulaire de diffraction et de l'interfrange ;
- les conditions d'interférences constructives et destructives.

À savoir faire :

- construire des images par des systèmes optiques : lentilles, miroirs, prismes, associations de ces éléments ;
- démontrer les formules de conjugaison ;
- calculer une différence de marche entre deux rayons lumineux.

Bibliographie

- *Objectif PCEM, Physique et Chimie générale*, Ed. Hachette supérieur (2006)
- *Objectif prépa, Physique*, Ed. Hachette Éducation (2008)
- *Physique-chimie, Tle S*, Ed. Nathan (2012)
- *Physique, Tle C & E*, Ed. Nathan (1989)