

## DIFFRACTION DE LA LUMIERE

### 1 THEORIE

La détermination de la nature de la lumière est un problème ancien qui fut source de nombreuses controverses. Au XVII<sup>e</sup> siècle, Newton pensait que la lumière était formée de particules, alors que pour son contemporain Huyghens, il s'agissait d'une onde.

Au XIX<sup>e</sup> siècle, les expériences de Young et Fresnel concernant la diffraction ont confirmé la théorie de Huyghens. Plus tardivement, les travaux théoriques de Maxwell (1873), puis les expériences de Hertz (1885) ont établi que la lumière est une onde électromagnétique. Plus récemment, Einstein a rétabli l'aspect corpusculaire de la lumière, en introduisant le concept de photon, afin d'expliquer l'effet photoélectrique.

Actuellement, la physique admet la dualité onde-corpuscule de la lumière. L'expérience présentée ici est consacrée à son aspect ondulatoire.

#### 1.1 Caractéristiques de l'onde lumineuse

Une onde est une perturbation qui se propage dans un milieu; la grandeur perturbée peut correspondre à une caractéristique matérielle du milieu (p. ex. la pression ou la masse volumique) ou à un champ (p.ex. électrique). L'onde permet un transport d'énergie sans transport de matière.

La lumière est une onde électromagnétique; elle consiste en la propagation dans l'espace d'un champ électrique  $\vec{E}$  et d'un champ magnétique  $\vec{B}$  sinusoïdaux et vibrant en phase. La vitesse de propagation d'une onde électromagnétique, notée  $c$ , vaut  $3 \cdot 10^8$  m/s dans le vide. Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  caractérisant l'onde lumineuse sont, dans le vide, constamment perpendiculaires l'un à l'autre et perpendiculaires à la direction de propagation. L'amplitude  $E(x,t)$  du champ électrique au point  $x$  et à l'instant  $t$  est donnée par

$$E(x,t) = E_0 \sin \left( t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \phi \right) \quad (1)$$

$E_0$  est la valeur maximale de l'amplitude  $E(x,t)$ ; l'argument de la fonction sinus correspond à la phase de l'onde;  $\phi$  est une constante liée au déphasage (cf. paragraphe

1.2). La pulsation de l'onde  $\omega$  [Hz], la fréquence  $\nu$  [Hz] et la période  $T$  [s] sont liées par les relations:

$$\omega = \frac{1}{T} ; \quad \omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} .$$

La longueur d'onde  $\lambda$  est, par définition, la distance parcourue par l'onde pendant une période:

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu} .$$

Dans le cas de la lumière, nous considérerons le champ  $\vec{E}$  comme représentatif de l'onde électromagnétique, car les effets de  $\vec{B}$  sont très faibles sur la rétine de l'oeil et sur les autres détecteurs de lumière. En un point  $x$  donné, la relation (1) peut s'écrire:

$$E(t) = E_0 \sin(\omega t - kx) . \quad (2)$$

L'intensité  $I$  de l'onde lumineuse est proportionnelle au carré de l'amplitude maximale  $E_0$ :

$$I \propto (E_0)^2 . \quad (3)$$

L'amplitude  $E_0$  et la fréquence  $\nu$  sont des caractéristiques essentielles de l'onde lumineuse. On appelle lumière (visible) la partie du spectre des ondes électromagnétiques qui est perceptible par l'oeil humain. Il s'agit d'une bande de fréquences limitée par les valeurs suivantes:

$$7,5 \cdot 10^{14} \text{ Hz} > \nu > 3,8 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

ce qui correspond dans le vide à la bande de longueurs d'onde:

$$400 \text{ nm} < \lambda < 780 \text{ nm} .$$

La bande du visible est divisée en plusieurs parties inégales qui correspondent aux différentes couleurs perçues. En général, la lumière est constituée d'un ensemble d'ondes de fréquences diverses. La lumière monochromatique est formée d'une radiation de longueur d'onde bien déterminée ou, par extension, d'une bande très étroite de longueurs d'onde.

## 1.2 Principe de Huyghens, diffraction et interférence

Deux ondes  $E_1(x,t)$  et  $E_2(x,t)$  de même fréquence, de même longueur d'onde et de même amplitude peuvent différer par leurs phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$ .

$$E_1(x,t) = E_0 \sin \left( t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \phi_1 \right) \text{ et } E_2(x,t) = E_0 \sin \left( t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \phi_2 \right).$$

Lorsque  $\phi_1 = \phi_2$ , les deux ondes sont dites en phase. Dans le cas contraire, elles sont déphasées: l'une des ondes est alors en avance sur l'autre (fig. 1). La différence de phase est donnée par le déphasage  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ .

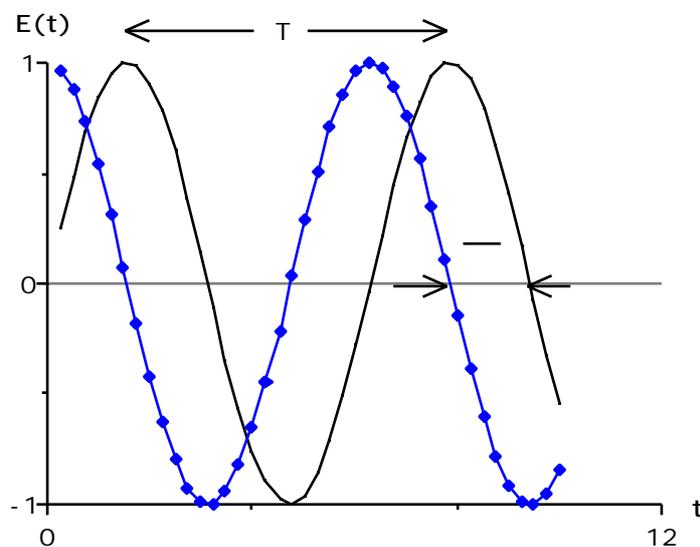


Figure 1: représentation de deux ondes sinusoïdales de même fréquence et même amplitude en un point fixe. L'onde représentée sans symboles est en retard sur l'autre: ses maxima sont atteints plus tard. Les deux ondes sont déphasées; la différence de phase correspond sur la figure à un retard temporel de  $T/2 = \lambda/v$ .

On appelle front d'onde ou surface d'onde le lieu des points de l'espace où la phase de l'onde est la même. Dans un milieu homogène et isotrope, la direction de propagation (rayon) est perpendiculaire à la surface d'onde (fig. 2 et 3). Si la source de l'onde est ponctuelle, les ondes sont sphériques. Si la propagation a lieu dans une seule direction, les ondes sont planes et les fronts d'onde sont des plans parallèles entre eux et perpendiculaires à la direction de propagation. Des ondes planes forment un faisceau de lumière parallèle, ce qui peut être réalisé pratiquement en plaçant une source lumineuse ponctuelle au foyer d'une lentille convergente.

Le principe de Huyghens, énoncé en 1678, stipule que chaque point d'un front d'onde peut être considéré comme source d'ondes secondaires sphériques (les ondelettes) et qu'après un temps  $t$ , la nouvelle position du front d'onde sera la surface tangente (l'enveloppe) à ces ondelettes (fig. 2). Ce principe permet d'expliquer le phénomène de diffraction.

Considérons (fig. 3) une onde plane monochromatique arrivant perpendiculairement sur un écran percé d'une étroite fente. Chaque point de la fente est source d'une ondelette. Si la largeur de la fente est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, l'onde s'évase visiblement hors de l'ombre géométrique de l'écran: l'onde est diffractée.

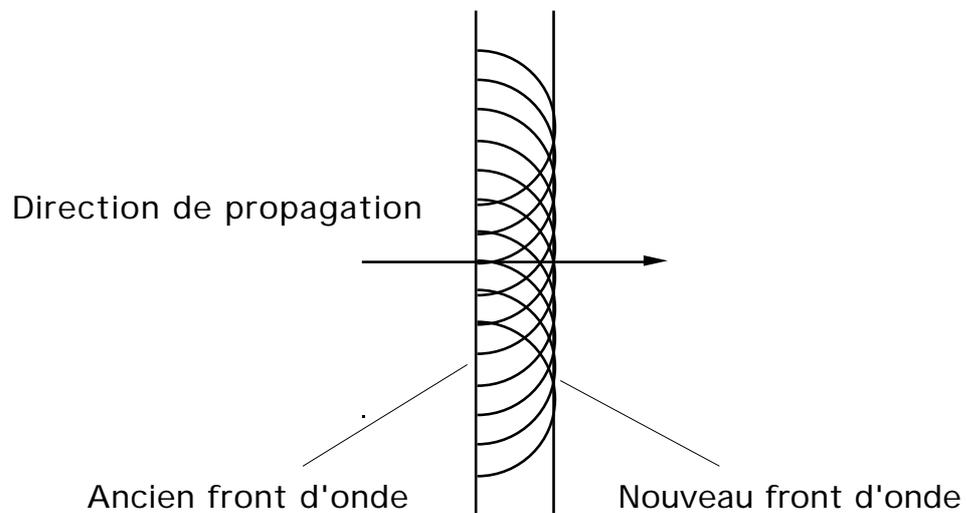


Figure 2: illustration du principe de Huyghens dans le cas d'une onde plane. Le nouveau front d'onde est l'enveloppe de toutes les ondelettes. La direction de propagation est perpendiculaire au front d'onde.

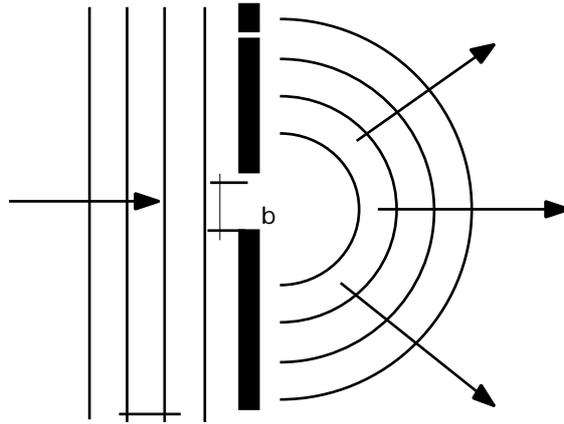


Figure 3: Onde plane incidente diffractée par une fente de largeur  $b$  égale à la longueur d'onde. Après l'écran, l'onde est cylindrique et se propage dans toutes les directions.

Une interférence est produite par la superposition en un point de deux ou plusieurs ondes incidentes. A chaque instant, la perturbation totale en ce point est la somme des perturbations des ondes incidentes. Si deux ondes incidentes arrivent en phase en ce point ( $\Delta\phi = 0$ ), les amplitudes s'ajoutent et l'interférence est dite constructive. Si les deux ondes sont en ce point en opposition de phase ( $\Delta\phi = \pi$ ), l'interférence est destructive (fig. 4). Dans le cas de l'interférence destructive, l'intensité ne sera nulle que si les amplitudes des deux ondes sont égales.

Les ondes sphériques émises par tous les points d'une fente étroite vont interférer et former une image de diffraction observable sur un écran.

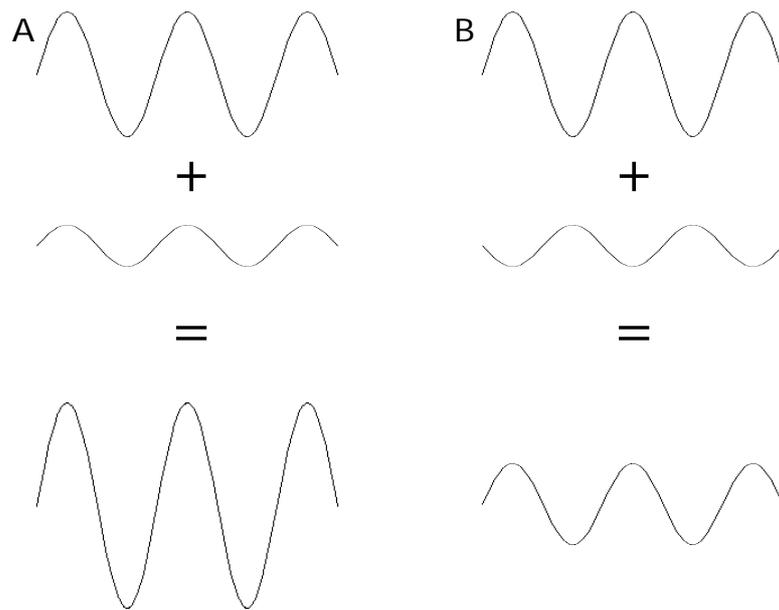


Figure 4: interférences constructive (A) et destructive (B) de deux ondes sinusoïdales de même fréquence et même direction. Le cas A se produit lorsque les ondes sont en phase ( $\Delta\phi = 0$ ) et le cas B lorsque les ondes sont en opposition de phase ( $\Delta\phi = \pi$ ). Les cas intermédiaires sont évidemment possibles.

### 1.3 Diffraction par une fente

Reprenons le cas d'une onde plane monochromatique frappant perpendiculairement une fente percée dans une plaque (fig. 5) et étudions la figure de diffraction apparaissant sur l'écran, figure provoquée par les bords verticaux de la fente qui sont très rapprochés. Dans ce qui suit, la largeur  $b$  de la fente sera considérée comme étant beaucoup plus grande que la longueur d'onde  $\lambda$  de l'onde incidente.

La fente est divisée dans le sens de sa largeur  $b$  en  $N$  bandes parallèles de largeur  $\lambda$ . Si  $N$  est assez grand, les bandes sont suffisamment étroites pour que l'on considère, selon le principe de Huyghens, que chacune d'elles est source d'une ondelette d'amplitude  $E_0$ . Les ondelettes émises vont interférer entre elles et former l'image de diffraction.

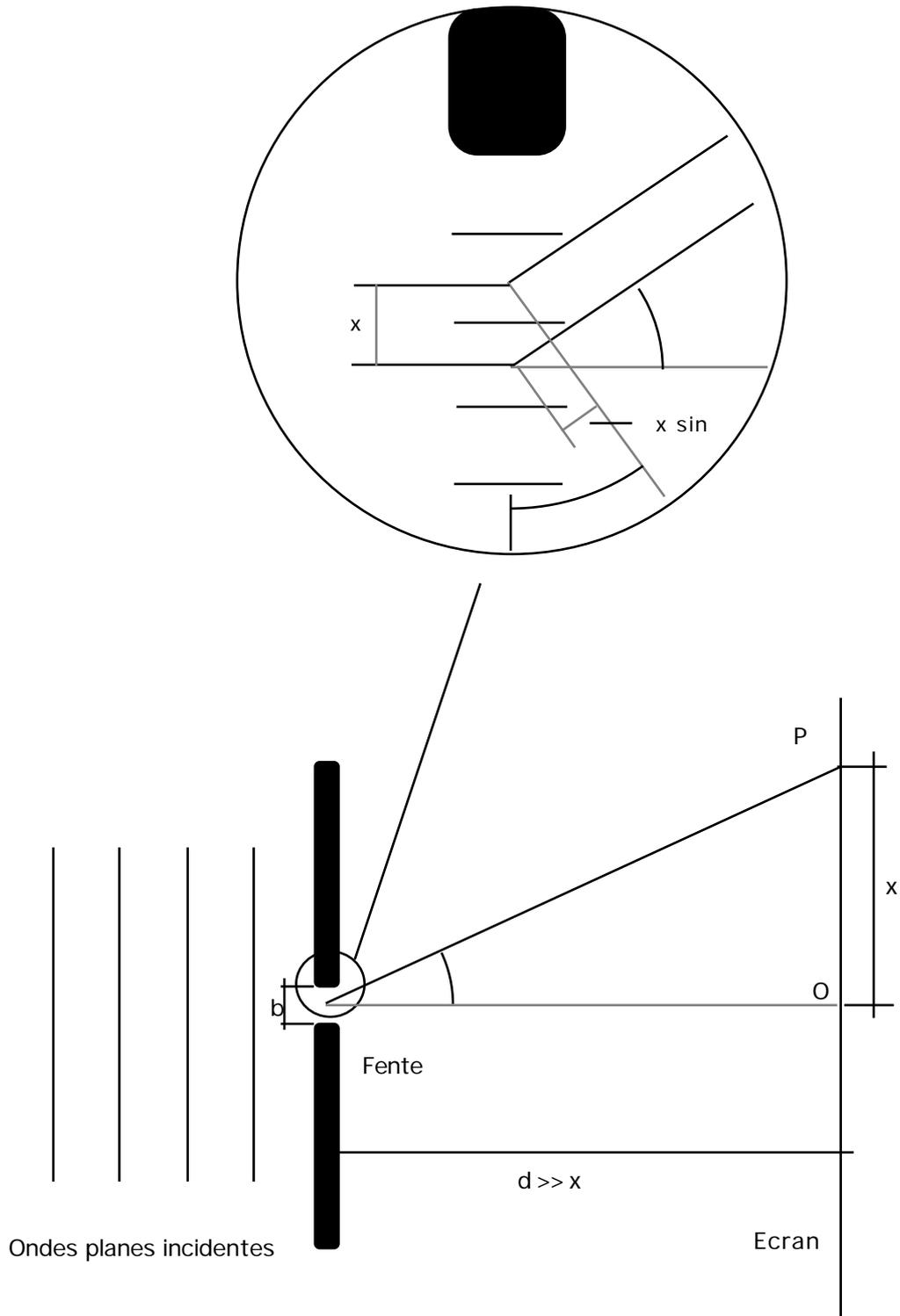


Figure 5: diffraction par une fente.

Prenons sur l'écran un point  $P$  situé à une distance  $x$  du centre  $O$  de l'écran et à un angle par rapport à la direction initiale de propagation. Les ondelettes émises par les centres de deux bandes adjacentes séparés par  $x$  parcourent jusqu'à  $P$  des chemins légèrement différents. En phase dans la fente, les ondes sont donc légèrement

déphasées en P. Ce déphasage  $\phi$ , dépendant de  $\theta$ , est donné par la différence des chemins parcourus  $x \sin \theta$  rapportée à la longueur d'onde  $\lambda$  (voir fig. 5).

$$\phi = 2 \pi \frac{x \sin \theta}{\lambda} = 2 \pi \frac{b \sin \theta}{N \lambda} \quad (4)$$

L'intensité lumineuse au point P est obtenue par la superposition des ondelettes provenant des N bandes, chaque ondelette étant déphasée de  $\phi$  par rapport aux ondelettes adjacentes.

Pour le point O, l'angle  $\theta$  est égal à 0 et le déphasage  $\phi$  est toujours nul; les ondelettes sont toutes en phase, l'amplitude totale est maximale, ainsi que l'intensité lumineuse.

Si P s'éloigne de O,  $\theta$  et  $\phi$  augmentent, l'amplitude totale E et l'intensité diminuent. Si  $\phi$  est tel que le déphasage entre les ondelettes émises par la première et la dernière bande de la fente est  $2\pi$ , alors l'amplitude totale E est nulle. Pour s'en convaincre, il suffit de remarquer que les ondes émises par deux bandes distantes de  $b/2$  sont déphasées de  $\pi$ , donc la somme de leurs amplitudes, exactement opposées, donne 0. Il n'y a par conséquent pas de lumière en ce point, il s'agit du premier minimum d'intensité.

Si  $\theta$  augmente encore, l'amplitude E redevient différente de zéro et atteint un maximum local plus petit que le maximum principal (car les ondes ne sont plus toutes en phase): c'est le premier maximum secondaire. Un deuxième minimum apparaît ensuite pour un déphasage entre les ondelettes émises par la première et la dernière bande de la fente de  $2\pi$ , puis un deuxième maximum secondaire encore moins intense. L'alternance des minima et des maxima se poursuit ainsi, l'intensité devenant toutefois extrêmement faible.

En résumé, les minima d'intensité apparaissent si le déphasage total est égal à un multiple de  $2\pi$ , donc si:

$$\phi = 2\pi n \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

soit en fonction de  $\theta$  repérant la position des minima:

$$b \sin \theta = n \lambda \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (5)$$

L'image de diffraction est symétrique par rapport au centre du maximum principal. La relation (5) ne doit surtout pas être confondue avec la loi de Bragg (Cf. Ore) prédisant la position des maxima pour n entier quelconque.

Le premier minimum donne la dimension de la tache de diffraction centrale, une bande dont la demi-largeur angulaire vaut:

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{b} . \quad (6)$$

Cette tache est d'autant plus large que la fente est étroite et que la longueur d'onde est grande. L'angle  $\theta$  reste toujours petit, en tout cas pour le premier minimum, de sorte que (6) peut aussi s'écrire:

$$[\text{radians}] = \frac{\lambda}{b} . \quad (7)$$

Les maxima secondaires apparaissent pour des valeurs du déphasage total légèrement inférieures à  $\pm 2\pi (m + 1/2)$  avec  $m = 1, 2, 3, \dots$ . En négligeant cette différence, on a donc:

$$= \pm 2\pi \left( m + \frac{1}{2} \right)$$

d'où, avec (4) 
$$2 N \frac{b \sin \theta}{\lambda} = \pm 2\pi \left( m + \frac{1}{2} \right) .$$

Finalement, les positions des maxima sont données par

$$b \sin \theta = \pm \lambda \left( m + \frac{1}{2} \right) . \quad (8)$$

En établissant la relation entre l'intensité lumineuse et l'angle  $\theta$ , il est possible de déterminer la position exacte des maxima secondaires. Le calcul montre alors que l'intensité des maxima secondaires vaut seulement quelques % de l'intensité maximum:

$$I_1 = 0,045I_0 \text{ et } I_2 = 0,016I_0 .$$

#### 1.4 Diffraction par un trou circulaire

La diffraction d'une onde plane par une ouverture circulaire est plus difficile à traiter théoriquement que celle due à une fente. La démarche est cependant identique: la surface circulaire du trou est divisée en éléments infinitésimaux qui émettent chacun une ondelette. La superposition de ces ondelettes en un point P conduit à une intégration sur toute la surface du trou et fait intervenir une fonction de Bessel.

Par symétrie, la tache de diffraction est circulaire et le premier minimum est un cercle obscur dont le rayon angulaire est donné par une relation semblable à (6) ou à (7):

$$\sin \theta = 1,22 \frac{\lambda}{d} \ll 1 \quad (9)$$

$$\text{d'où} \quad [\text{radians}] = 1,22 \frac{\lambda}{d} , \quad (10)$$

$d$  étant le diamètre du trou. Le facteur 1,22 qui remplace le facteur 1 provient de la fonction de Bessel. La tache centrale de diffraction est d'autant plus grande que le trou est petit.

La diffraction produite par une ouverture circulaire joue un rôle essentiel dans le pouvoir de résolution ou pouvoir séparateur d'un instrument d'optique. En effet, dans ces instruments, la lumière traverse des lentilles circulaires, ou est éventuellement réfléchiée par des miroirs circulaires, et l'image d'un objet ponctuel est une tache circulaire de diffraction. La possibilité de séparer les images de deux objets proches est limitée par l'étendue des taches de diffraction. Cette limite est particulièrement sensible pour de petits objets (dans les microscopes) et pour des objets très éloignés (dans les télescopes et les lunettes astronomiques).

Selon le critère de Rayleigh, les images de deux objets peuvent être à peine distinguées si le maximum de l'une coïncide avec le premier minimum de diffraction de l'autre. La relation (10) donne donc une indication du pouvoir de résolution angulaire d'un instrument d'optique, si l'on identifie  $d$  au diamètre de la lentille ou du miroir caractéristique de l'objectif.

### 1.5 Diffraction par un cheveu

Les bandes issues de la décomposition du front d'onde suivant le principe de Huyghens peuvent, en absence d'obstacle, être rangées en deux groupes: le premier, noté F, contenant les bandes émettant au delà de la fente en présence de celle-ci, et le second, C, contenant les bandes émettant au delà du cheveu en présence de celui-ci. Dans le cas de la diffraction par la fente, l'amplitude au point P sur l'écran (fig. 5) est la somme des amplitudes de toutes les ondelettes émises par les sources de l'ensemble F, soit:

$$E_F = \sum_{s \in F} E_s .$$

De même, dans le cas de la diffraction par le cheveu l'amplitude vaudra

$$E_C = \sum_{s \in C} E_s .$$

En absence d'obstacle, l'amplitude en P sera bien évidemment la somme  $E_F + E_C$ , or à l'extérieur du faisceau l'intensité est nulle, ce qui implique selon (3) que l'amplitude totale est nulle, ainsi  $E_F = -E_C$ . Les amplitudes dans le cas de la fente et du cheveu sont exactement opposées. Par conséquent, toujours selon (3), les intensités sont égales. Le cheveu donnera la même image de diffraction que la fente, ceci uniquement dans la zone non éclairée par le faisceau en absence d'obstacle. Ce résultat, en fait très général, constitue le théorème de Babinet.

### 1.6 Diffraction par un réseau de fentes

Considérons maintenant la diffraction par un réseau de K fentes de largeur b et distantes de a (fig. 6). La description précise de la figure de diffraction dépasse le cadre de cette manipulation, mais il est possible de déduire aisément les résultats suivants. On constate tout d'abord l'existence de maxima (principaux) pour les angles vérifiant pour tout K

$$a \sin \theta = m \quad (11)$$

pour  $m = 0, \pm 1, \pm 2$ , etc. Cette formule se déduit immédiatement du fait que, quel que soit le nombre K de fentes, les ondes émises par les K bandes situées à la même position par rapport à chaque fente sont alors en phase. L'intensité lumineuse de chacun de ces maxima augmente avec K.

On observe bien évidemment des minima aux angles prédits pour une seule fente (relation [5]), car l'addition d'amplitudes nulles redonne trivialement zéro. D'ailleurs, si un de ces angles correspond à un angle donné par (11), alors ce maximum sera absent. L'interférence d'ondes issues de fentes différentes génère des minima supplémentaires aux angles satisfaisant

$$a \sin \theta = \frac{n}{K} \quad (12)$$

pour n différent de zéro et non multiple de K. Cette condition correspond à une interférence des ondes émises par les K bandes situées à la même position par rapport à chaque fente, donnant une amplitude totale nulle. On constate une augmentation du nombre de minima avec K.

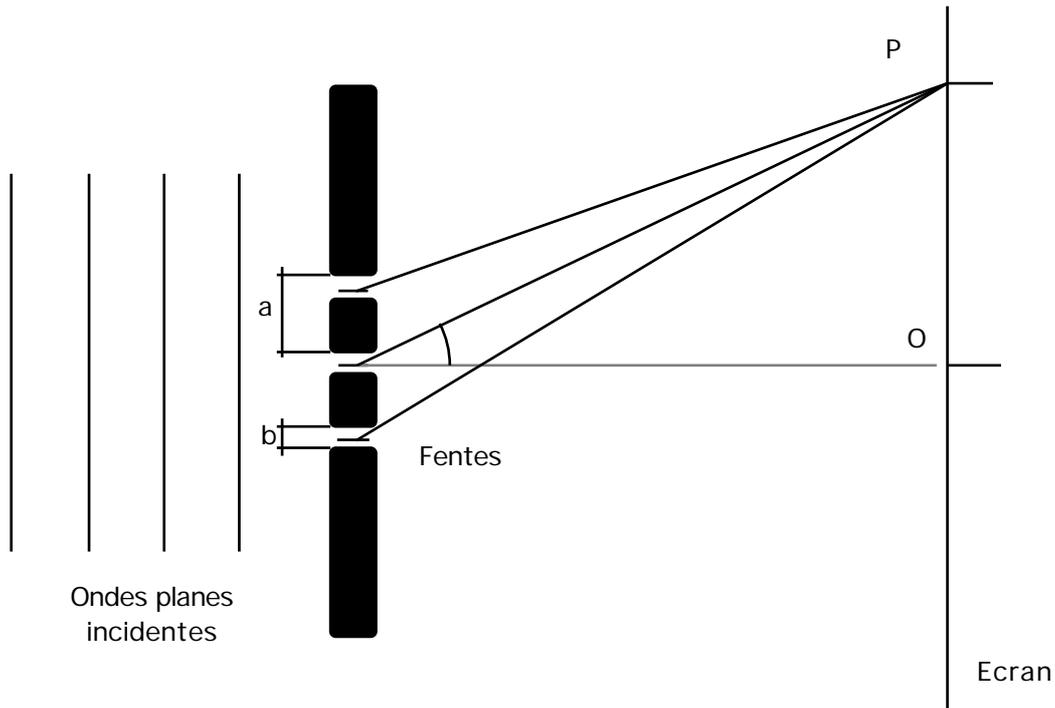


Figure 6: diffraction par un réseau de fentes.

## 2 MANIPULATION

La source de lumière est un laser **He-Ne** (hélium-néon) qui émet un rayonnement cohérent rouge de longueur d'onde égale à 632,8 nm. La divergence du faisceau laser est suffisamment faible pour que le faisceau soit considéré comme une onde plane lorsqu'il atteint la fente ou le trou étudié. Le tube laser est fixé dans le prolongement du banc optique.

**Attention** : la lumière intense du laser peut provoquer des dommages graves à la rétine de l'oeil. Ne jamais placer l'oeil sur la trajectoire du faisceau laser.

Un *photomètre* est utilisé pour mesurer la variation relative de l'intensité lumineuse de la figure de diffraction. Le cadran de l'appareil affiche l'intensité de la lumière captée sur le banc optique et amenée à la cellule de détection par une fibre optique. La position de l'extrémité de cette fibre sur le banc optique peut être réglée avec précision.

### 2.1 Réglages préliminaires

Au début de la manipulation, enclenchez le laser. Son intensité lumineuse n'est stable qu'après une dizaine de minutes.

La position du laser peut être modifiée grâce à des vis de dérive et de hauteur.

## 2.2 Observations qualitatives des figures de diffraction

Placez un support au milieu du banc optique et l'écran sur un autre support à l'extrémité du banc optique opposée au laser.

- Sur le support central, fixez la diapositive contenant 4 fentes de diverses largeurs. Déplacez transversalement la diapositive sur le support jusqu'à obtenir une image de diffraction correcte de la fente la plus large (0,16 mm). Observez l'image sur l'écran. Déplacez transversalement la diapositive pour obtenir les images des trois autres fentes. Indiquez vos constatations. Remarquez, en particulier, la variation de la largeur de la tache centrale en fonction de la largeur de la fente et la variation des positions des minima et maxima. Comparez qualitativement avec les prédictions de la théorie.
- Fixez la diapositive contenant les trous circulaires sur le support central. Observez les images et leurs dimensions en fonction du diamètre du trou. Remarquez la forme des images de diffraction des ouvertures carrée et hexagonale (en fait des réseaux de trous carrés et hexagonaux) et expliquez qualitativement en considérant les trois types d'ouvertures comme des ensembles de fentes. Estimez la taille des ouvertures à partir de l'image de diffraction.
- Si ce n'est déjà préparé, fixez un cheveu sur une diapositive vide au moyen de ruban adhésif. Placez la diapositive dans le faisceau laser et observez l'image sur l'écran. Comparez la à l'image de diffraction d'une fente; se reporter au paragraphe 1.5 pour l'explication. En déduire le diamètre typique d'un cheveu.
- Observez les deux diapositives contenant des réseaux de diffraction; la première comporte des paires de fentes de largeur et distance variables; la seconde présente des réseaux ayant un nombre croissant de fentes. Commentez les images de diffraction obtenues.

## 2.3 Détermination de la position des minima

- Placez dans le faisceau la fente de 0.04 mm utilisée précédemment. Centrez la fente de telle manière que l'image de diffraction soit symétrique par rapport à l'axe du banc optique (centre de l'écran). Repérez la distance fente-écran  $d$  (fig. 5) qui doit être grande.  
Sur une bande de papier fixée à l'écran, dessinez précisément la position des minima et des maxima les plus proches du centre. Enlevez le papier et mesurez les distances entre les minima symétriques, déterminez  $x$  (fig. 5) pour différentes valeurs de  $n$  sélectionnées de manière à avoir pour  $x$  une erreur de l'ordre du %, puis calculez les angles  $\theta_n$  correspondant à ces minima. Vérifiez que le rapport  $\sin(\theta_n)/n$  est constant et déterminez la largeur de la fente.
- Placez la diapositive contenant les ouvertures circulaires dans le faisceau, puis, pour une ouverture seulement, déterminez expérimentalement le rayon angulaire de la tache centrale. Comparez avec la valeur fournie par la relation (9).

Remarque: l'écran n'étant pas à l'infini, on pourrait améliorer l'image en plaçant une lentille convergente derrière la fente; l'image se formerait alors dans le plan focal de celle-ci.

## 2.4 Mesure de la courbe d'intensité de la figure de diffraction

Disposez le translateur linéaire sur le banc optique. Fixez, dans le trou central du translateur, l'extrémité libre de la fibre optique reliée au photomètre. L'extrémité de la fibre doit dépasser d'environ 0,5 mm la face du translateur. Réglez le laser en hauteur et en dérive, de manière que le faisceau arrive au centre de la fibre optique. Repérez-vous avec le photomètre sur l'échelle la moins sensible (1000).

Afin d'améliorer la résolution du système, placez sur la face avant du translateur, juste devant la fibre optique, la diapositive contenant les diaphragmes du photomètre ("photometer apertures"). Centrez la fente de 0,1 mm en cherchant la position correspondant au maximum d'intensité détecté par le photomètre (le cas échéant, changez l'échelle du photomètre).

Disposez un support de diapositive entre le laser et le translateur, une vingtaine de centimètres en avant de ce dernier. Insérez sur le support la diapositive contenant la fente de 0.16 mm. La figure de diffraction par cette fente doit être la plus intense possible.

Le translateur linéaire est entraîné par un moteur. La distance au centre (en mm) est lue directement sur le boîtier de commande. Un potentiomètre linéaire donne une tension de sortie de 1V/mm de déplacement.

Le photomètre et le moteur sont reliés à un enregistreur graphique X-Y:

- échelle X, sortie du "moteur" , 0.5 V/cm
- échelle Y , sortie du photomètre , 50 mV/cm.

Avec une échelle peu sensible du photomètre (100), balayez d'environ -4 mm à +4 mm autour de la position du maximum d'intensité, la plume étant en position d'écriture ("pen").

Sur le même graphique, revenez au point de départ, plume levée, et balayez à nouveau sur le même intervalle mais avec une échelle beaucoup plus fine du photomètre (10 ou/et 3).

Commentez les deux (ou trois) courbes.

Observez l'intensité des maxima secondaires et comparez avec les relations données à la fin du paragraphe 1.3. Comparez les positions des minima et maxima avec les valeurs données par les relations (5) et (8).

## 2.5 Observation d'un hologramme

A partir de théorèmes mathématiques très généraux et des équations de Maxwell, on peut démontrer qu'un champ électromagnétique est entièrement déterminé dans un volume  $V$  par la connaissance de l'amplitude du champ électrique et de sa phase en tout point de la surface de  $V$ . Toute l'information concernant un objet est donc contenue dans l'amplitude et la phase des ondes émises ou réfléchies par celui-ci sur une surface qui l'entoure entièrement. Une figure de diffraction contient toutes ces informations mais d'une manière assez peu représentative. Une photographie usuelle n'est sensible qu'à l'intensité de la lumière reçue sur la plaque; la phase étant perdue.

Le principe de l'holographie consiste à fixer sur une plaque photographique l'image d'interférence produite un objet donné. Cette image d'interférence contient une information tant sur la phase des ondes réfléchies par l'objet que sur leur intensité. La technologie laser, relativement récente, a permis de mettre au point des méthodes de production d'hologrammes dont voici le principe général (fig. 7).

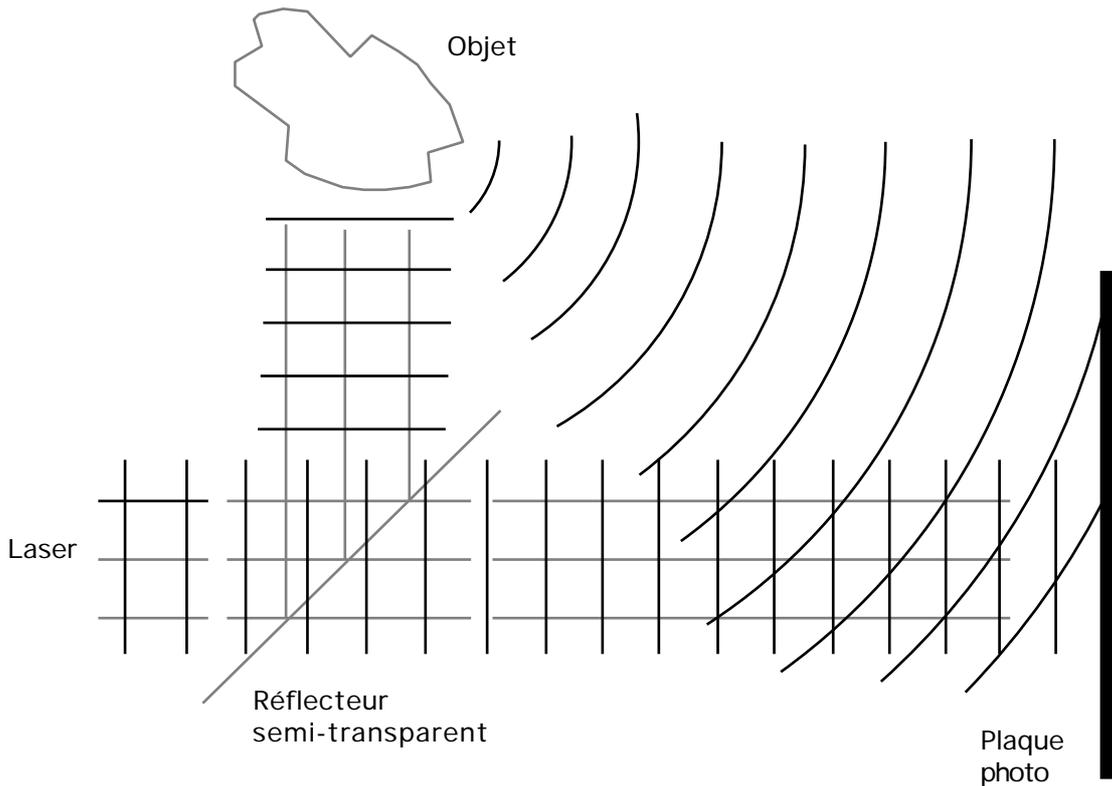


Figure 7: Principe de création d'un hologramme.

Un faisceau laser est divisé en deux parties dont l'une éclaire l'objet et l'autre la plaque photo. Les ondes réfléchies par l'objet viennent interférer sur la plaque avec la partie non déviée du faisceau initial. L'intensité en chaque point de la plaque va dépendre non seulement de l'amplitude mais encore de la phase des ondes qui interfèrent.

L'hologramme ainsi produit ne se présente pas sous la forme d'une photographie classique. Pour visualiser l'hologramme, il faut replacer celui-ci dans un faisceau laser; la diapositive holographique agit alors comme un réseau de diffraction pour la lumière l'éclairant; la figure de diffraction observée correspond à l'image tridimensionnelle de l'objet photographié.

Pour bien vous rendre compte que l'hologramme est un réseau de diffraction, placez celui-ci directement dans le faisceau et observez l'image en projection sur une feuille de papier. **Attention en toutes circonstances au faisceau laser direct ainsi qu'aux reflets intenses !** Le déplacement de l'hologramme par rapport au faisceau (sans le faire pivoter) produit des vues sous des angles différents. Placez ensuite, à la sortie du tube laser, une lentille divergente de manière à obtenir un faisceau de lumière élargi. Tenez la diapositive hologramme dans le faisceau.

Observez l'image en relief à travers la diapositive en vous tenant légèrement sur le côté. Déplacez le regard horizontalement. Tournez l'hologramme autour de son axe vertical.

### **Bibliographie**

- SG & H Lipson, Optical Physics, 2nd éd., Cambridge Uni. Press, 1981, p. 301-305.
- Berkeley Physics Course vol. 3, Mc Graw - Hill B.C., 1968, p. 482 - 486 .
- Alonso & Finn, Physique générale 2, 2<sup>e</sup> éd., InterEditions, 1986, chap. 16 et 17.