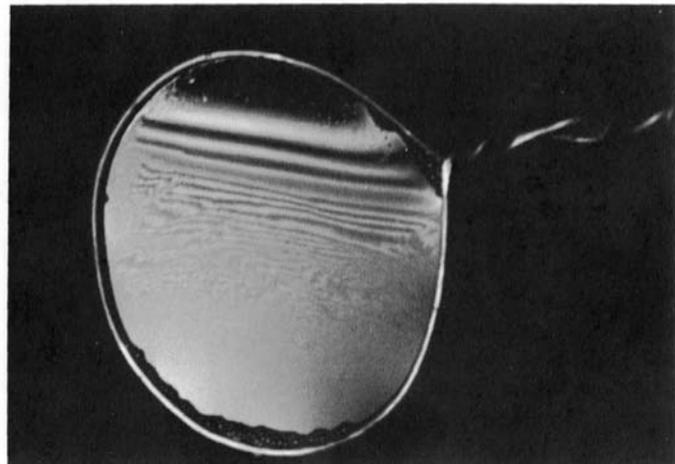
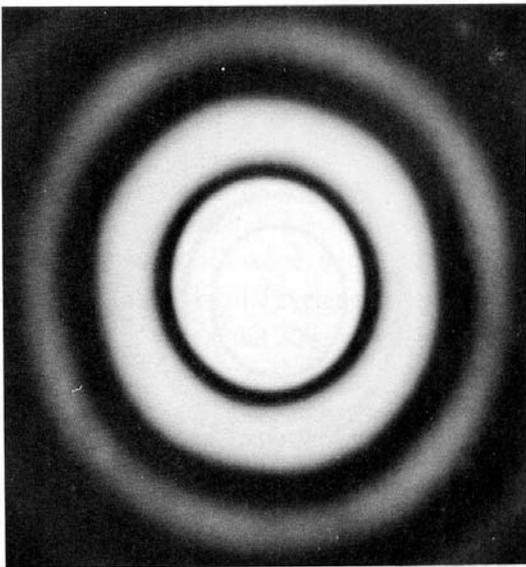


# **INTERFERENCES OPTIQUES :**

## **APPLICATIONS A LA MESURE ET AU POSITIONNEMENT**

Compléments relatifs au TP  
« Interférences »



A wedge-shaped film made of liquid dishwashing soap.  
(Photo by E. H.)



## INTERFERENCES OPTIQUES : APPLICATIONS A LA MESURE ET AU POSITIONNEMENT

Cette synthèse (en particulier les parties I et II) a pour but de compléter les connaissances pratiques qui seront acquises au cours du TP « Interférences ». Il est conseillé de lire ce polycopié avant le texte du cahier de TP, afin d'avoir en tête les définitions et concepts relatifs aux interférences. La partie III justifie l'introduction de la notion d'interférences dans le cours de Physique POIC 2<sup>ème</sup> année. En effet, ce phénomène est utilisé à l'heure actuelle mesurer des déplacements ou réaliser le positionnement de machines avec une grande précision.

### SOMMAIRE

#### I) NOTION D'ONDE

- a) Onde progressive
- b) Onde plane progressive monochromatique
- c) Onde sphérique monochromatique
- d) Surfaces d'onde
- e) Ondes stationnaires

#### II) PHENOMENES D'INTERFERENCES OPTIQUES

- a) Aspect ondulatoire de la lumière
- b) Interférence de deux ondes monochromatiques
- c) Interférence de deux ondes sphériques monochromatiques
- d) Conditions d'interférence
- e) Interférence par division du front d'onde
- f) Interférence par division d'amplitude : cas des anneaux de Newton

#### III) APPLICATIONS A LA MESURE ET AU POSITIONNEMENT

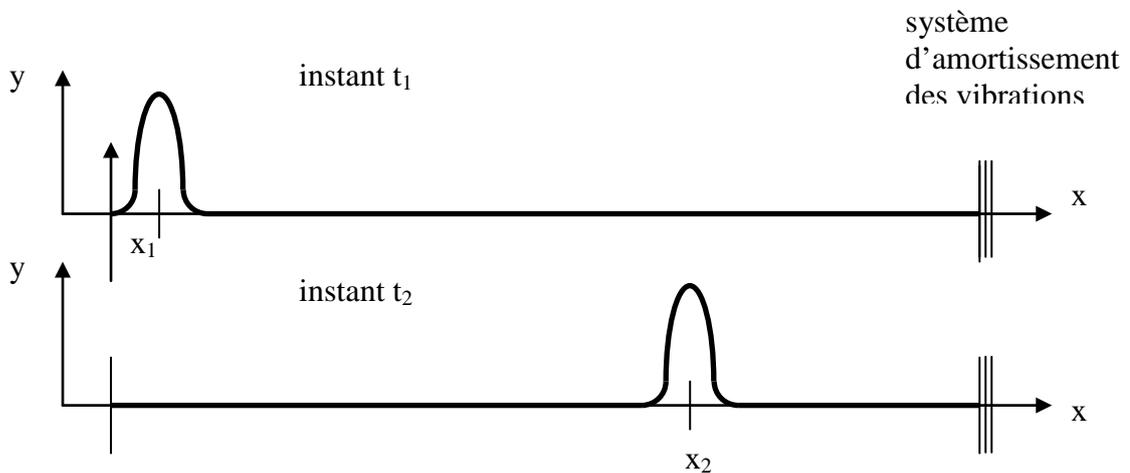
- a) Source de lumière cohérente : le laser
- b) Mesure par interférométrie :
- c) Positionnement

Bibliographie : « Optique, fondements et applications », J.P. Perez, 5<sup>ème</sup> ed. Masson  
« Optics » Hecht, 3<sup>ème</sup> ed Addison-Wesley  
« Introduction aux lasers et à l'optique quantique », G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre, Ellipses (1997)

## I) NOTION D'ONDE

a) **Onde progressive** : on appelle onde progressive un phénomène physique caractérisé par une grandeur dont la variation dans le temps et dans l'espace dépend de la quantité  $t \pm x/v$  (cas d'un phénomène ondulatoire se propageant dans la direction (Ox), où  $t$  représente la variable temps et  $x$  une variable d'espace).  $v$  est homogène à une vitesse. La fonction qui représente la variation de la grandeur est appelée la **fonction d'onde** notée  $\Psi(t \pm x/v)$ . L'onde se propage dans le sens positif pour  $\Psi(t - x/v)$ , et dans le sens négatif pour  $\Psi(t + x/v)$ .

Exemple : corde fixée aux deux bouts et dont on fait vibrer (par une seule « secousse » ou impulsion) une extrémité :



Dans cet exemple, la grandeur qui présente un phénomène ondulatoire est la position verticale  $y$  d'un point  $M$  de la corde repéré en abscisse par  $x$  ; la dépendance dans le temps et dans l'espace de  $y$  s'écrit donc  $y(t-x/v)$ .  $y$  est constante lorsque  $t - x/v = \text{cste}$ , elle prend donc la même valeur à des endroits et à des instants différents (ex ici en  $x_1$  à l'instant  $t_1$  et en  $x_2$  à l'instant  $t_2$ ). La vitesse

de propagation du phénomène ondulatoire vaut  $\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{(vt_2 - vcste) - (vt_1 - vcste)}{t_2 - t_1} = v$

### b) Onde plane progressive monochromatique :

On appelle onde plane progressive monochromatique une onde dont la fonction s'écrit :

$$\Psi(x,t) = A \cos(\omega t \pm \omega x/v + \varphi)$$

$v$  est appelée la **vitesse de phase** de l'onde. On pose  $k = \omega/v$ .

$k$  est le module du **vecteur d'onde**  $\mathbf{k} = (\omega/v)\mathbf{e}_x$  (onde se propageant suivant  $\mathbf{e}_x$ )

On écrit :  $\Psi(x,t)=A\cos(\omega t \pm kx + \varphi)$

A est l'**amplitude**.  $\omega$  est la **pulsation** en  $\text{rad.s}^{-1}$ .

La fonction d'onde est une fonction sinusoïdale ne faisant intervenir qu'une seule pulsation  $\omega$  (correspondant à une seule couleur, voir plus loin), elle est dite **monochromatique**.

$\omega t \pm \omega x/v + \varphi$  est la **phase à l'instant t**

$\varphi$  est la phase à l'origine ;  $\omega = 2\pi/T = 2\pi f$ , T est la période (en s) ; f est la fréquence (Hz)

$$\lambda = vT = v/f$$

$\lambda$  est la **longueur d'onde** (m),  $k = 2\pi/\lambda$ . La longueur d'onde représente la **périodicité spatiale de l'onde à l'instant t**

Si la propagation de l'onde se fait dans une direction quelconque de l'espace, le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  a trois composantes et on écrit :

$$\Psi(\mathbf{r},t) = A\cos(\omega t \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \quad \text{avec } \mathbf{r} \text{ vecteur position } \mathbf{r} = \mathbf{OM}$$

### c) Ondes sphériques monochromatiques

(divergent (-) ou convergent (+) à partir de l'origine O)

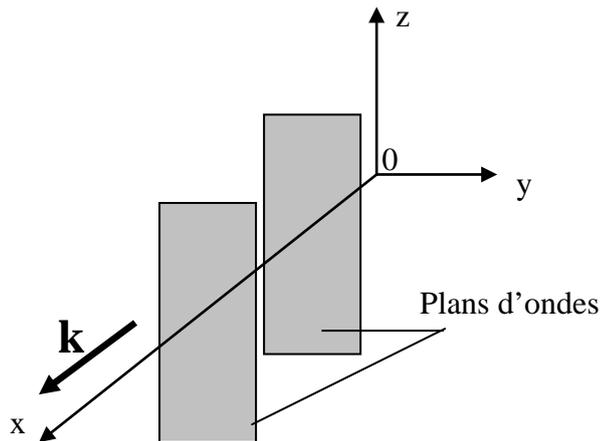
$$\Psi(r,t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t \pm k \cdot r + \varphi) \quad \text{avec } r = \text{OM} = |\mathbf{OM}|$$

#### d) Surfaces d'onde

A l'instant  $t$ , le lieu des points de l'espace tels que la fonction d'onde ait la même valeur est appelé **surface d'onde**.

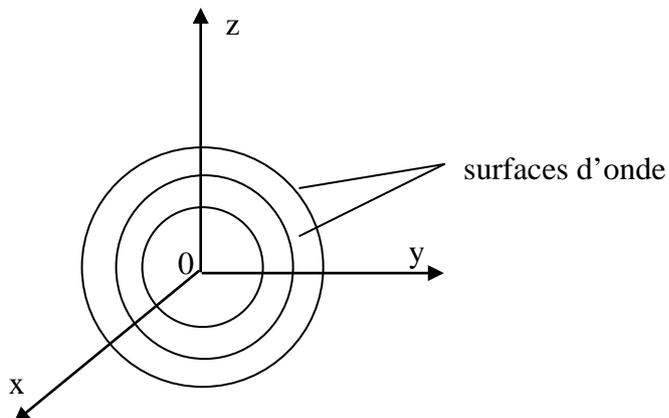
⇒ Pour les ondes planes :

$\Psi(\mathbf{r},t)=cste \Rightarrow \mathbf{k}\cdot\mathbf{r}=cste'$ , c'est l'équation d'un plan perpendiculaire à  $\mathbf{k}$  : le **plan d'onde**



⇒ Pour les ondes sphériques :

les surfaces d'onde sont telles que  $kr=cste$ . Ce sont donc des **sphères concentriques** centrées sur O.

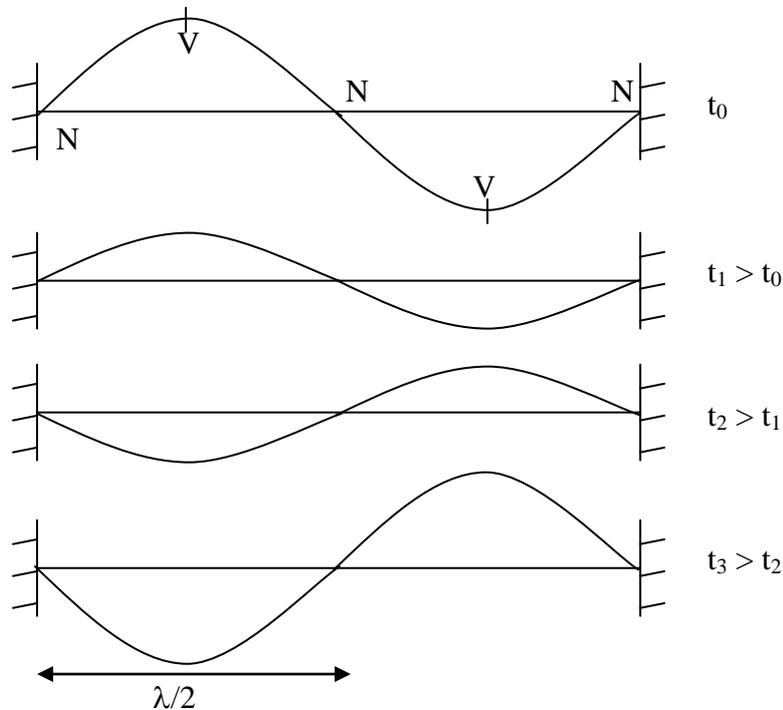


#### e) Ondes stationnaires

Les ondes stationnaires présentent des dépendances spatiale et temporelle séparées :

$$\Psi(\mathbf{r},t)=f(\mathbf{r})g(t)$$

Il n'y a plus propagation, mais vibration. On obtient des ondes stationnaires en **superposant deux ondes progressives se propageant dans deux sens opposés**. Dans le cas de la corde excitée à une extrémité, il suffit de fixer l'autre extrémité et d'éviter l'absorption de l'onde incidente; une onde **réfléchie** prend naissance et se superpose à l'onde incidente pour donner l'onde stationnaire.



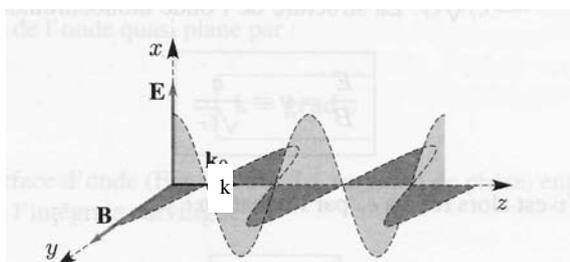
**Nœuds** de vibration N: points de l'espace tels  $\Psi(\mathbf{r},t)=0$  pour tout  $t \Leftrightarrow$  points tels que  $f(\mathbf{r})=0$   
**Ventres** de vibrations V: points de l'espace tel que  $\Psi(\mathbf{r},t)$  est extrémal.

On peut montrer que deux nœuds consécutifs (ou deux ventres) sont séparés par une demi-longueur d'onde.

## II) PHENOMENES D'INTERFERENCES OPTIQUES

### a) Aspect ondulatoire de la lumière

- Certains phénomènes expérimentaux ne peuvent être interprétés dans le cadre de l'optique géométrique. Il faut alors faire intervenir l'aspect ondulatoire de la lumière. De manière rigoureuse, la lumière est une **onde électromagnétique**. Les grandeurs ondulatoires associées sont un vecteur champ électrique  $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$  et un vecteur champ magnétique  $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ .



sur cette figure, les ondes se propagent suivant  $z$

- Néanmoins, dans une approche plus simple, on peut modéliser la lumière monochromatique par une **onde scalaire** de fonction d'onde :

$$X(\mathbf{r}, t) = A \cos(\omega t \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \text{ pour une onde plane et}$$

$$X(\mathbf{r}, t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t \pm k \cdot r + \varphi) \text{ pour une onde sphérique}$$

La vitesse de phase de la lumière dans le vide est  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

Dans un milieu d'indice  $n$ , la vitesse de phase est  $\mathbf{v} = \mathbf{c}/n$

- La longueur d'onde de la lumière dans le vide est  $\lambda_0 = cT = c(2\pi/\omega) = c/f$

A chaque **fréquence**  $f$ , ou pulsation  $\omega$ , ou à chaque longueur d'onde  $\lambda_0$  dans le vide, est associée **une couleur**. Dans le visible,  $\lambda_0 \in [400\text{nm}, 750 \text{ nm}]$  (ex :bleu (500nm), jaune (590nm), rouge (630 nm))

- L'intensité  $I$  de la lumière est proportionnelle à la moyenne temporelle de  $X(\mathbf{r}, t)^2$  :

$$I \text{ prop à } \langle X(\mathbf{r}, t)^2 \rangle$$

Dans la suite, cette moyenne est calculée sur une période  $T$

Pour une onde plane monochromatique, on a donc

$$I \text{ prop à } A^2$$

- Pour la lumière monochromatique, on utilise très souvent la notation complexe :

$$\bar{X}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r})e^{j(\omega t + \varphi(\mathbf{r}))} \quad \text{avec} \quad X(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left[ (\bar{X}(\mathbf{r}, t)) \right]$$

On pose  $\bar{A} = A(\mathbf{r})e^{j(\varphi(\mathbf{r}))}$  où  $\bar{A}$  est l'amplitude complexe

On a  $\bar{X}(\mathbf{r}, t) = \bar{A}e^{j(\omega t)}$

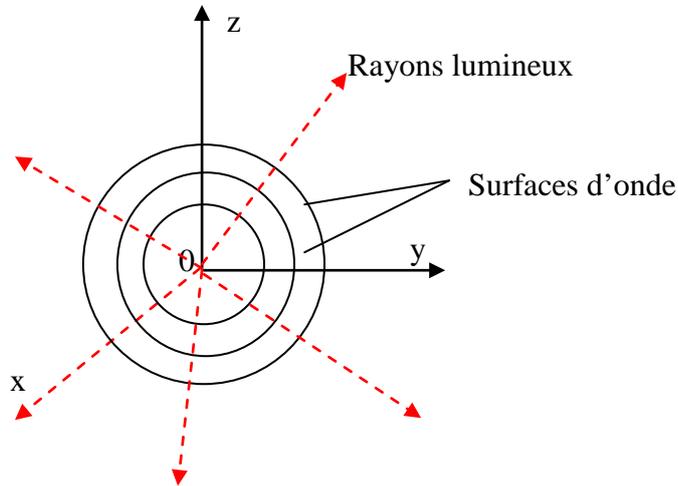
Pour une onde monochromatique,

$$I \text{ est prop à } \overline{X(\mathbf{r}, t) X(\mathbf{r}, t)^*} = \overline{\bar{A}(\mathbf{r}) \bar{A}(\mathbf{r})^*}$$

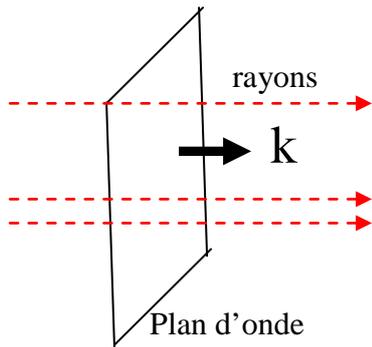
- **Les rayons lumineux sont perpendiculaires aux surfaces d'onde**

Dans le cas des ondes sphériques, ils sont radiaux.

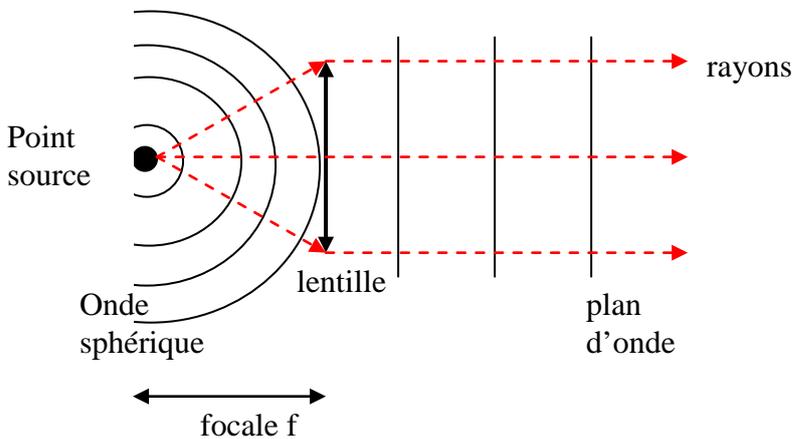
Ex d'onde sphérique : onde issue d'un point source



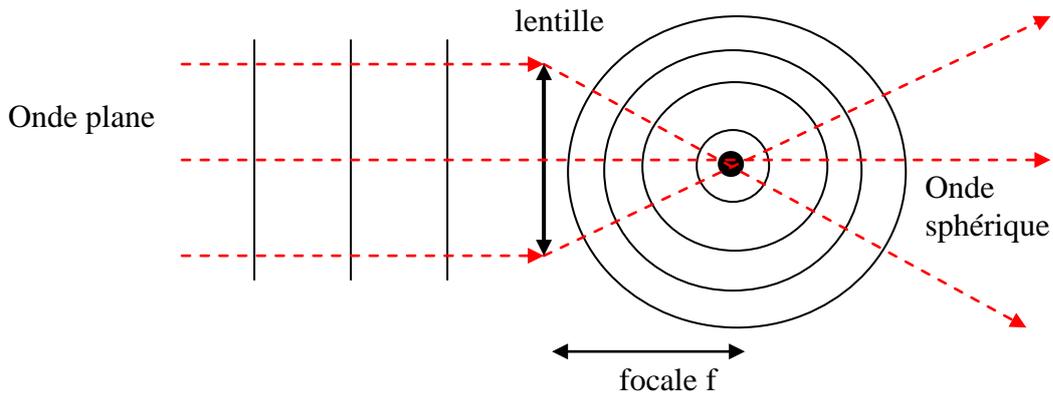
Dans le cas des ondes planes, ils sont parallèles au vecteur d'onde.



Ex de « production » d'une onde plane : onde issue d'un point source situé à la distance focale d'une lentille convergente



Rq) on peut fabriquer une onde sphérique à partir d'une onde plane en intercalant une lentille convergente



### b) Interférence de deux ondes monochromatiques

Soit deux ondes :

$$\overline{X_1(\mathbf{r}, t)} = A_1(\mathbf{r})e^{j\varphi_1(\mathbf{r})}e^{j\omega t}, \quad \overline{A_1(\mathbf{r})} = A_1(\mathbf{r})e^{j\varphi_1(\mathbf{r})}$$

$$\overline{X_2(\mathbf{r}, t)} = A_2(\mathbf{r})e^{j\varphi_2(\mathbf{r})}e^{j\omega t}, \quad \overline{A_2(\mathbf{r})} = A_2(\mathbf{r})e^{j\varphi_2(\mathbf{r})}$$

On additionne les amplitudes :

$$\overline{A(\mathbf{r})} = \overline{A_1(\mathbf{r})} + \overline{A_2(\mathbf{r})}$$

On calcule l'intensité I de la lumière au point P repéré par  $\mathbf{r}$

$$I(\mathbf{r}) = \overline{A(\mathbf{r})} \overline{A(\mathbf{r})}^* = \overline{A_1(\mathbf{r})} \overline{A_1(\mathbf{r})}^* + \overline{A_2(\mathbf{r})} \overline{A_2(\mathbf{r})}^* + 2\text{Re}(\overline{A_1(\mathbf{r})} \overline{A_2(\mathbf{r})}^*)$$

En posant  $I_1(\mathbf{r}) = \overline{A_1(\mathbf{r})} \overline{A_1(\mathbf{r})}^*$ ,  $I_2(\mathbf{r}) = \overline{A_2(\mathbf{r})} \overline{A_2(\mathbf{r})}^*$  et

$$\varphi(\mathbf{r}) = \varphi_1(\mathbf{r}) - \varphi_2(\mathbf{r})$$

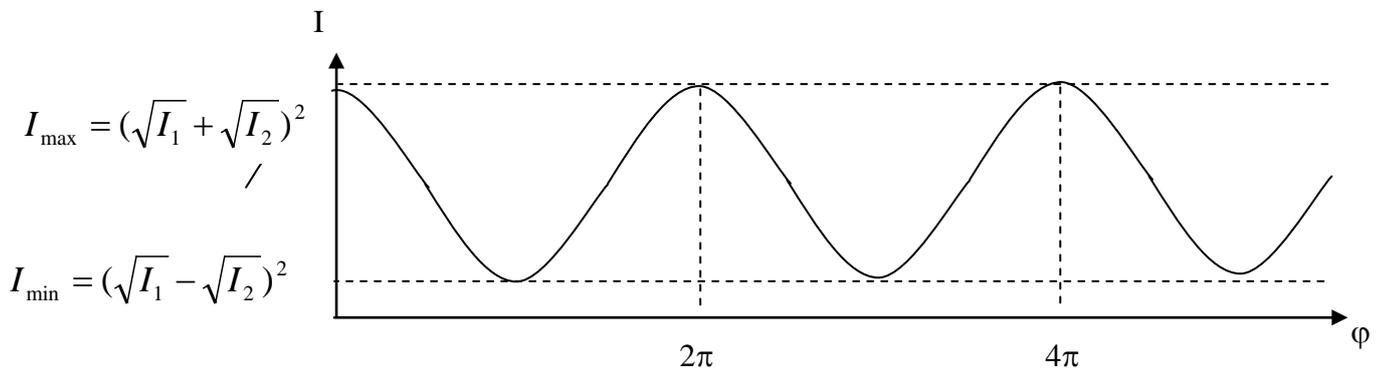
On obtient :

$$I(\mathbf{r}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi(\mathbf{r}))$$

$\varphi(\mathbf{r})$  est le déphasage au point  $\mathbf{r}$  entre les ondes 1 et 2. On verra plus loin comment le calculer.

On constate que **l'intensité totale  $I(\mathbf{r})$  n'est pas la somme de  $I_1(\mathbf{r})$  et  $I_2(\mathbf{r})$ : il y a phénomène d'interférence**. Le troisième terme en cos est le **terme d'interférence**.

L'intensité  $I$  varie entre  $I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$  et  $I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$



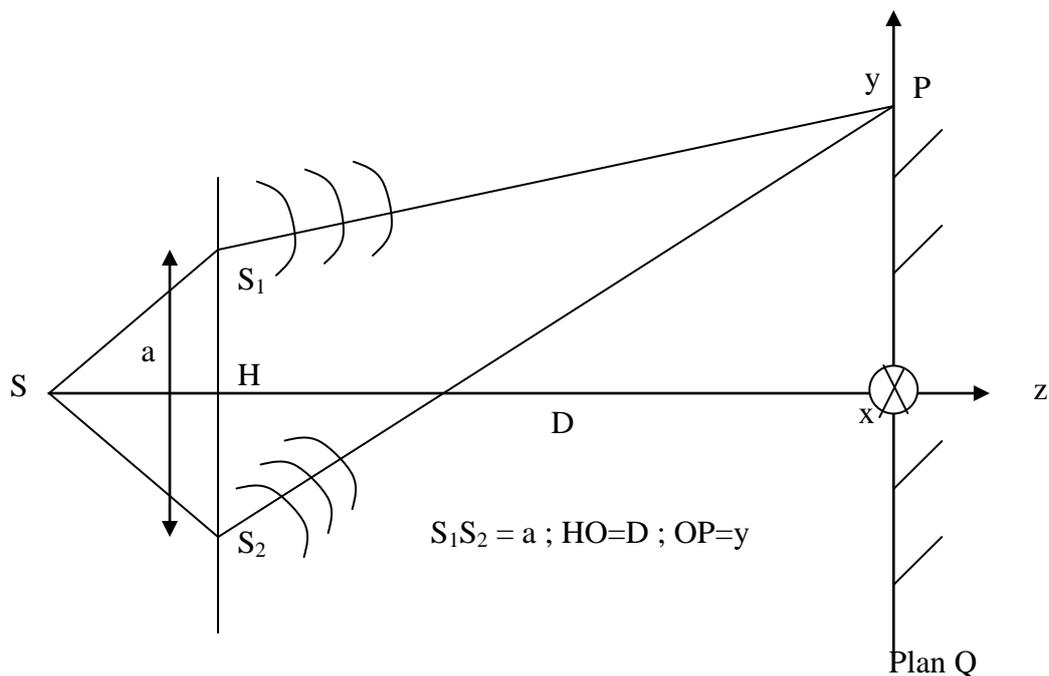
On définit le contraste par :

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

Le contraste est maximum lorsque  $I_1 = I_2$

### c) Interférence de deux ondes sphériques monochromatiques

On considère deux ondes sphériques de même amplitude issues de deux sources ponctuelles  $S_1$  et  $S_2$  séparées par  $a$  qui interfèrent au point  $P$  sur un écran situé à très grande distance des sources ( $D \gg a$ , l'écran est à « l'infini »).



On a les amplitudes suivantes :

$$\overline{A_1(P)} = \frac{A}{r_1(P)} e^{jkr_1(P)}, \quad r_1(P) = S_1P$$

$$\overline{A_2(P)} = \frac{A}{r_2(P)} e^{jkr_2(P)}, \quad r_2(P) = S_2P$$

En première approximation, on néglige la variation des amplitudes avec  $r_1$  et  $r_2$  dans le voisinage de P, on écrit :

$$\frac{A}{r_1(P)} \approx \frac{A}{r_2(P)} = C$$

On peut utiliser la formule d'interférence établie au b)

Nous avons besoin de calculer le déphasage  $\varphi(P)$  entre les deux ondes au point P.

**On peut montrer que le déphasage entre deux ondes lumineuses au point P est égal à la différence de chemin optique entre les deux rayons issus des deux sources et se coupant au point P, multiplié par le facteur  $2\pi/\lambda$**

On a :

$$\varphi(P) = \varphi_1(P) - \varphi_2(P) = \frac{2\pi}{\lambda_0} L(P)$$

avec  $L(P)$  différence de chemin optique entre les deux ondes au point P

(Rappel : chemin optique  $l$  entre M et M' :  $l = n \cdot MM'$ , avec  $n$  indice optique)

Dans notre cas  $L(P) = r_1(P) - r_2(P) = S_1P - S_2P$  car  $n \approx 1$  (air)

Dans le plan Q parallèle à  $S_1S_2$  situé à la distance D des sources, on repère le point P par les coordonnées x et y

On a :

P (x,y, -D)

$S_1$  (0, a/2, 0)

$S_2$  (0, -a/2, 0)

On suppose  $D \gg a, x, y$

$$\begin{aligned} \text{On a } r_1(P) = S_1P &= [D^2 + (y - a/2)^2 + x^2]^{1/2} = [D^2 + y^2 + a^2/4 - ya + x^2]^{1/2} \\ &= D[1 + (y/D)^2 + (a/2D)^2 + (x/D)^2 - ay/D^2]^{1/2} \end{aligned}$$

$ay/D^2, (y/D)^2, (a/2D)^2, (x/D)^2 \ll 1$  sont des infiniment petits du deuxième ordre

en faisant un développement limité au second ordre :

$$r_1(P) \approx D[1 - (1/2)(y/D)^2 - (1/2)(a/2D)^2 - (1/2)(x/D)^2 + ay/2D^2]$$

$$\text{de même } r_2(P) \approx D[1 - (1/2)(y/D)^2 - (1/2)(a/2D)^2 - (1/2)(x/D)^2 - ay/2D^2]$$

$$\text{donc } L(P) = r_1(P) - r_2(P) = S_1P - S_2P \approx ay/D$$

$$\text{et } \varphi(P) = \varphi_2(P) - \varphi_1(P) = (2\pi/\lambda)(ay/D) = 2\pi ay/(D\lambda_0)$$

L'intensité s'écrit:

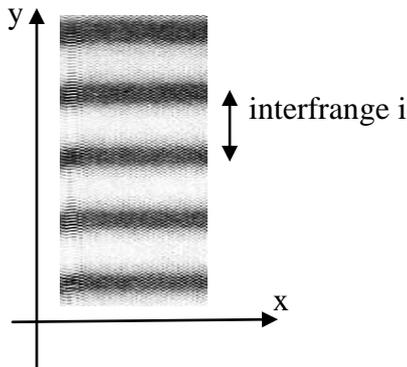
$$I = 2C [1 + \cos[2\pi ay/(D\lambda_0)]]$$

Les lieux de points de même intensité sont tels que

$$I = \text{cste} \Rightarrow 2\pi ay/(D\lambda_0) = \text{cste}' + 2m\pi \quad (m \text{ entier})$$

Ce sont des droites perpendiculaires à  $S_1S_2$  dans le plan Q

On parle de **franges d'interférences**



Les lieux de points d'intensité maximale (franges brillantes) sont tels que

$$I = \text{cste} \Rightarrow 2\pi ay/(D\lambda_0) = +2m\pi \quad (m \text{ entier})$$

On en déduit la position de la  $m^{\text{ième}}$  frange brillante:

$$y_m = mD/(a\lambda_0)$$

L'**interfrange i** =  $\Delta y$  (distance entre deux franges sombres ou brillantes successives) est donnée par  $2\pi a\Delta y/(D\lambda_0) = 2\pi$

$$i = \Delta y = D\lambda_0/a$$

#### d) Conditions d'interférence

On admettra que pour que deux sources ondulatoires puissent interférer, il faut garantir ce que l'on appelle :

**(1) la cohérence temporelle :**

Les deux sources sont monochromatiques et de même fréquence  $f$

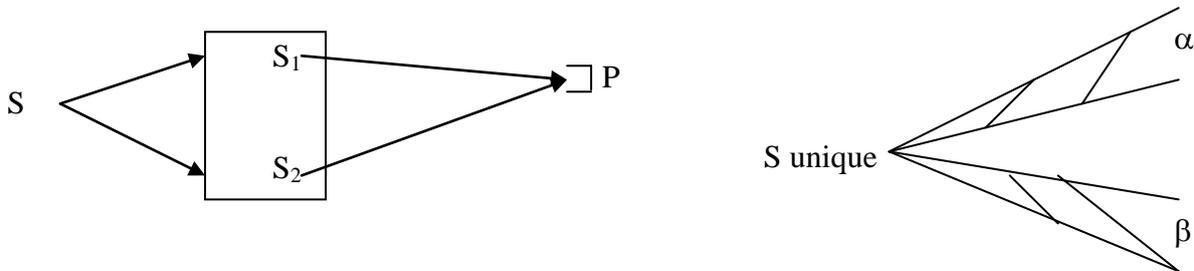
**(2) La cohérence spatiale :** les sources sont ponctuelles (ou infiniment minces dans le cas d'une fente source)

Pour satisfaire la condition (1), on fabrique deux sources **secondaires** à partir d'une source **primaire**, et on fait interférer ces deux sources.

Pour diviser la source primaire, on peut procéder suivant deux méthodes :

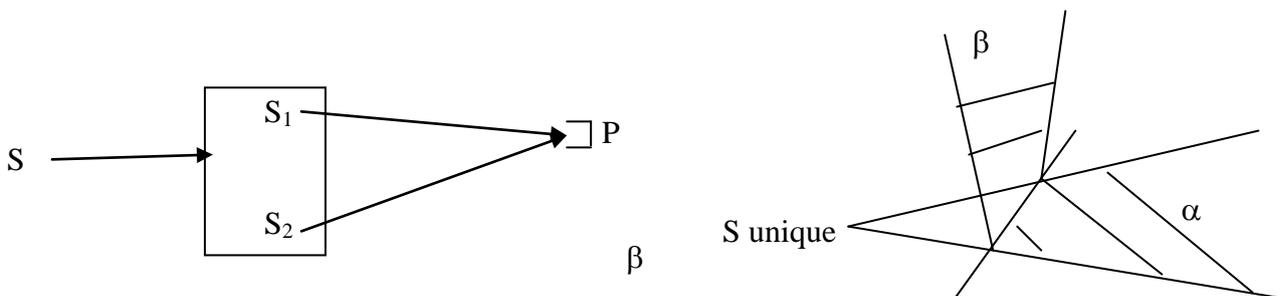
⇒ **Par division du front d'onde :**

**2 rayons** issus de la source primaire donnent naissance à **2 rayons** issus des sources secondaires



⇒ **Par division d'amplitude :**

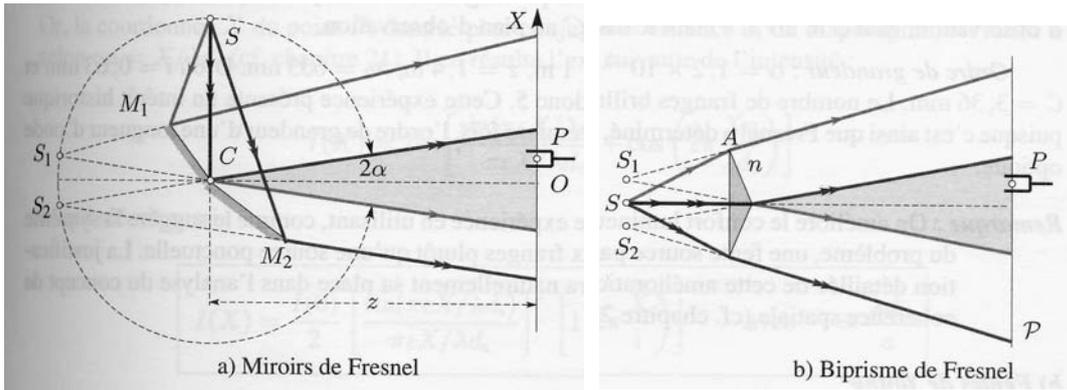
**1 seul rayon** issu de la source primaire donne naissance à **2 rayons** issus des sources secondaires



On pourrait montrer que les systèmes interférentiels basés sur la division d'amplitude, permettent de s'affranchir de la condition (2). Ils donnent des franges d'interférence localisées dans l'espace.

#### d) Interférence par division du front d'onde : exemple de dispositifs

**Miroirs de Fresnel, Biprisme de Fresnel.** Eclairés par une source primaire ponctuelle émettant des ondes sphériques, tous ces dispositifs peuvent être modélisés par deux sources secondaires d'ondes sphériques qui interfèrent à grande distance (voir c)

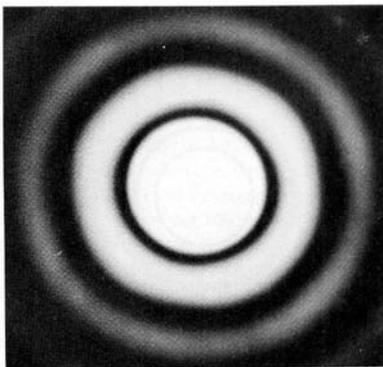
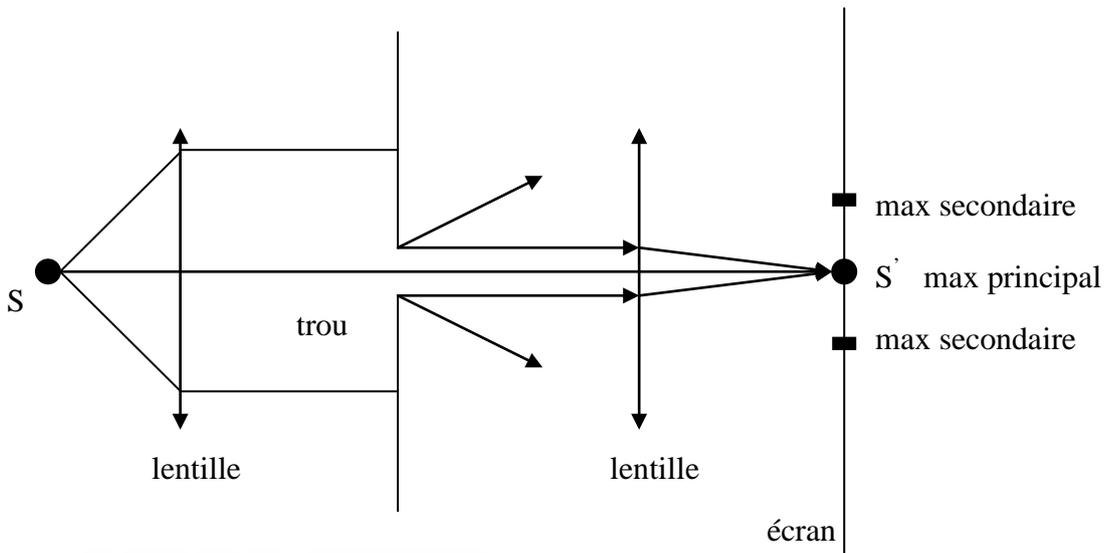


### Trous (et Fentes) d'Young

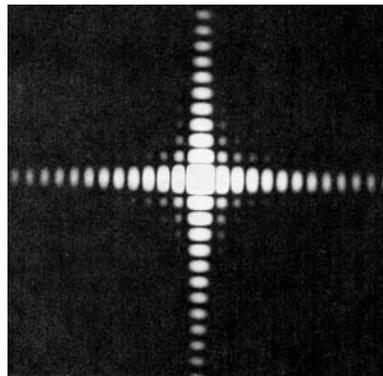
Préliminaire : on utilise ici le phénomène de diffraction pour fabriquer une onde sphérique à partir d'une onde plane

**Phénomène de diffraction** : c'est « l'éparpillement » de la lumière hors de son trajet géométrique du fait de la limitation matérielle de l'étendue de l'onde.

Ainsi 1 trou d'Young de rayon a limite très fortement l'étendue de l'onde plane incidente. On va observer de la lumière (présence de maxima secondaires) **hors de l'image géométrique** de la source (maximum principal), c'est la figure de diffraction.



a) diffraction par une ouverture circulaire



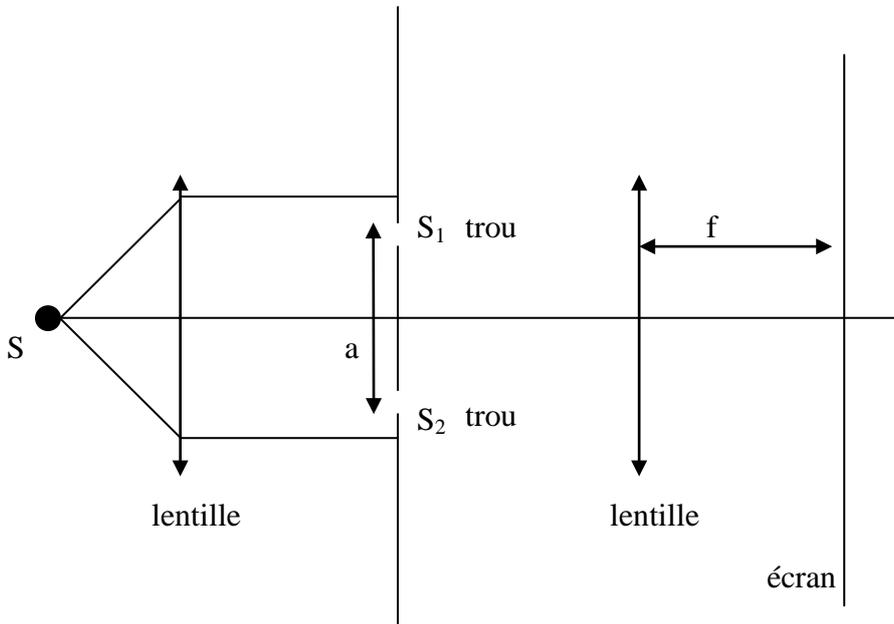
b) diffraction par une ouverture carrée

Le phénomène de diffraction est **négligeable pour  $a \gg \lambda$** , et devient d'autant plus marqué que  **$a$  tend vers  $\lambda$  (trou fin)**

Rq) Dans les montages d'optiques, l'étendue de l'onde lumineuse est très souvent limitée par la dimension finie des lentilles et de miroirs et l'on observe parfois des figures de diffraction parasites autour de l'image géométrique.

Dans le cas de l'étude du phénomène d'interférence entre deux trous d'Young, si l'on se place très loin du trou, on peut le considérer comme une source ponctuelle d'onde sphérique en première approximation

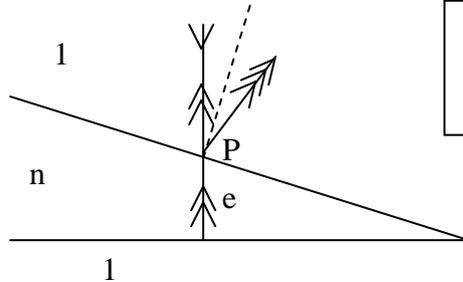
Ainsi, lorsque l'on éclaire les trous par une onde plane, et grâce au phénomène de diffraction, les deux trous constituent deux sources d'ondes sphériques qui vont interférer à grande distance. On pourrait montrer que l'analyse menée en c) est valable pour le montage ci-dessous (où une lentille de focale  $f$  est interposée après les trous, et où l'observation se fait dans le plan focal de la lentille), en **remplaçant  $D$  par  $f$** .



**e) Interférence par division d'amplitude :**

**Principe : exemple du coin de verre**

On éclaire un coin de verre avec une onde plane perpendiculairement à la face inférieure du coin.

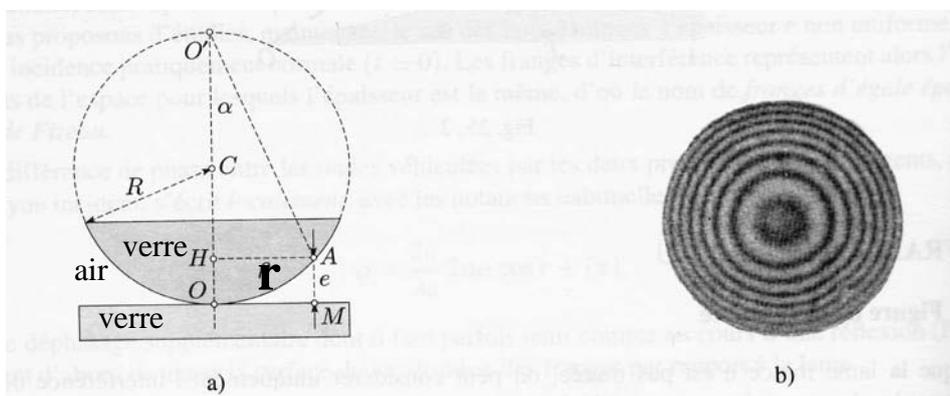


Rq : le schéma est simplifié : la réfraction du rayon incident (symbolisé par >) à l'interface (1 => n) n'est pas représentée.

Chaque rayon incident (symbolisé par >) donne naissance à un rayon réfléchi (symbolisé par >>>) sur la surface supérieure et à un deuxième rayon (symbolisé par >>) qui ressort après un aller-retour dans le verre. Ces deux rayons vont interférer à la surface du coin de verre en P sur le schéma. Le déphasage entre les deux ondes qui interfèrent en P est égal à  $(2\pi/\lambda)$  multiplié par la différence de chemin optique entre les deux rayons en P qui vaut  $2ne$ . Il faut de plus ajouter un déphasage supplémentaire de  $\pi$ , car toute fonction d'onde doit être multipliée par  $e^{j\pi}$  chaque fois que le rayon qui porte l'onde correspondante est réfléchi à une interface du type milieu de faible indice/milieu de fort indice. C'est le cas ici pour la fonction d'onde liée au rayon (>>>) (qui provient de la réflexion du rayon (>) sur une interface d'indices (1 => n).

**Cas des anneaux de Newton**

On considère le système suivant : **lame d'air** comprise entre une lentille plan convexe en contact avec la face plane d'une lame de verre (voir fig a) . Le raisonnement est très similaire au précédent.



$$\tan \alpha = \frac{HA}{O'H} = \frac{OH}{HA} \quad \text{d'où} \quad e(2R - e) = \rho^2 \quad \text{et} \quad e = \frac{r^2}{2R} \quad \text{puisque } e \ll 2R$$

Par conséquent, en incidence normale, la différence de phase s'écrit :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2e + \pi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{r^2}{R} + \pi$$

Par réflexion, le centre des anneaux est sombre, puisque pour  $r = 0$ ,  $\varphi = \pi$ . Les rayons  $r_m$  des différents anneaux sombres sont donc donnés par :

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{r_m^2}{R} = 2\pi m \quad m \text{ étant un entier positif. Il en résulte que :}$$

$$r_m = \sqrt{R\lambda_0 m} \quad \lambda_0 \text{ longueur d'onde de la lumière dans l'air } (\approx \text{vide})$$

La symétrie cylindrique du pb donne lieu à des anneaux dits de Newton (voir fig b). Le déphasage supplémentaire de  $\pi$  est ici dû à la réflexion du rayon  $\gg$  sur l'interface inférieure ( $1 \rightarrow n$ )

### III) APPLICATION A LA MESURE ET POSITIONNEMENT

#### a) Source de lumière cohérente : le laser

La source lumière privilégiée dans les appareils optiques mettant en jeu des phénomènes d'interférence est le **laser**. La lumière laser est **pratiquement monochromatique (bonne cohérence temporelle)**. Elle est en outre très **directionnelle** (ce qui est liée à une **bonne cohérence spatiale** (à admettre)). C'est donc une source intéressante pour réaliser des phénomènes d'interférence.

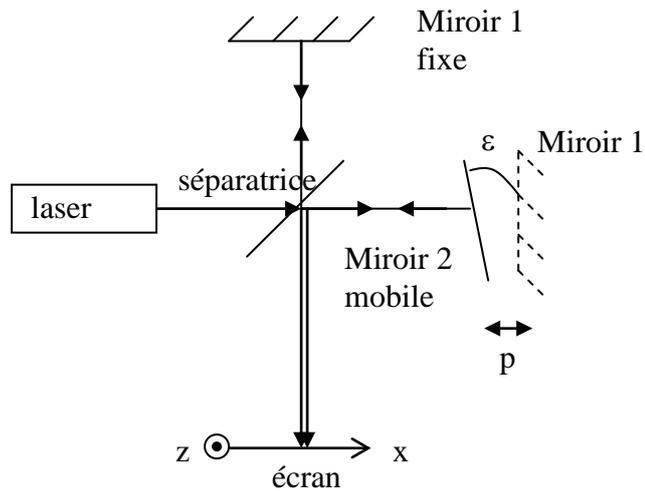
#### b) Mesure par interférométrie :

Plusieurs type de mesures sont basées sur les phénomènes d'interférence optique. Citons pour mémoire :

- Etude des surfaces
- Mesure de faibles épaisseurs
- Mesure des indices optiques

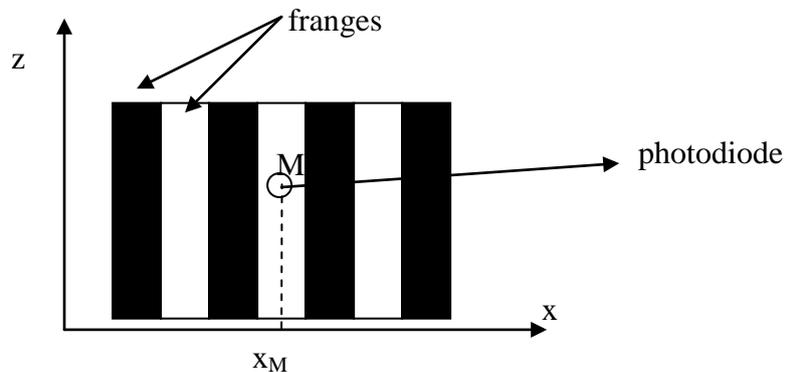
### c) Positionnement et mesure de distances

-Mesure de distance par **interférométrie** de Michelson (mesure de déplacements de l'ordre de 0,1 microns)



Interféromètre de Michelson

La lame séparatrice semi-réfléchissante sépare le rayon incident issu du laser en deux rayons, le premier réfléchi, le second transmis. Le premier rayon se réfléchit sur le miroir 1 (M1) fixe puis repasse par la lame et atteint l'écran. Le second atteint le miroir 2 (M2) mobile, se réfléchit sur M2, puis se réfléchit sur la lame avant d'atteindre l'écran. Les deux rayons qui atteignent l'écran interfèrent. Le miroir 2 n'est pas en général parfaitement perpendiculaire au rayon incident. L'angle entre le plan de (M1) et le plan de (M2) est noté  $\varepsilon$ . (M1') est l'image de (M1) par symétrie par rapport à la droite portant la lame séparatrice. La distance entre le centre de (M2) et (M1') est notée  $p$ . On observe sur l'écran des franges d'interférence.



On peut montrer que l'intensité au point M repéré par  $x_M$  s'écrit :

$$I(x_M) = 2I_0 \left( 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2x_M \varepsilon + \frac{2\pi}{\lambda_0} 2p + \beta\right) \right)$$

Avec  $\beta$  constante.

Principe de la mesure du déplacement : On place une photodiode en M. et **on fixe (M2) sur l'objet dont on veut mesurer le déplacement.** Lorsque l'objet bouge, il entraîne M2 et l'intensité sur la photodiode va s'écrire :

$$I(p) = 2I_0 (1 + \cos(\alpha p + \delta))$$

avec  $\alpha$  et  $\delta$  constantes

$$\left( \alpha = \frac{4\pi}{\lambda_0} \text{ et } \delta = \frac{4\pi \varepsilon x_M}{\lambda_0} + \beta \right)$$

Ainsi, en mesurant l'intensité I, on peut remonter à la position p de (M2) et donc de l'objet dont on cherche à mesurer le déplacement

- Autre méthode utilisant le laser mais pas les phénomènes d'interférences :

⇒ **Positionnement par laser He-Ne**, avec photodétecteur à quadrant (position de la tache à 10 microns près, guidage sur 10 km)

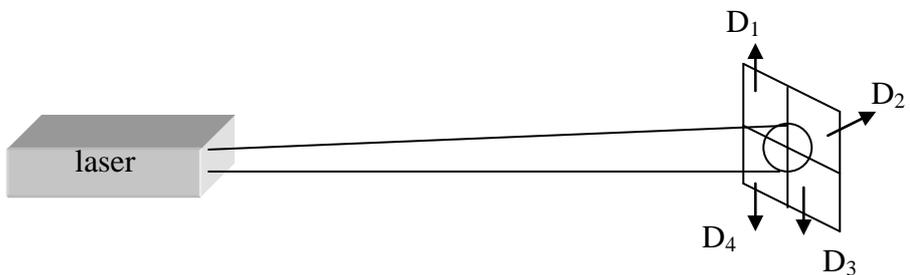


Fig b : détecteur à quadrants : le détecteur est divisé en quatre quadrants :  
le faisceau est centré lorsque les signaux  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ , et  $D_4$  sont égaux.

Exemple d'application : guidage du mouvement d'une machine-outil en mouvement