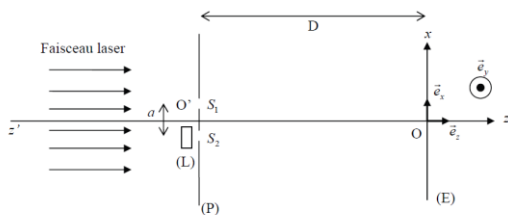


Interférence à deux ondes

Activité 1 : application du cours

On considère le système interférentiel des trous d'Young baignant dans l'air assimilé à du vide. Un laser envoie un faisceau parallèle dont la longueur d'onde dans le vide est λ_0 . Les rayons passants par S_2 traverse un milieu (L) d'indice n et d'épaisseur e . La distance $S_1S_2 = a = 1mm$ et $D = 1m$. Soit $M(x, y, 0)$ un point quelconque de l'écran où sont observées les interférences et tel que $x \ll D, y \ll D$ et $a \ll D$.



- 1) Si $n = 1$, donner l'expression de la différence de marche δ en un point de l'écran.
- 2)
 - a) (L) est maintenant du verre d'indice $n = 1,5$. Donner l'expression de la différence de marche δ' en un point de l'écran.
 - b) Sachant que $e = 20\mu m$, où se situe la frange d'ordre de zéro (appelée frange centrale) ?
 - c) Reprendre la question précédente si (L) est placée en entrée de S_1 .

$\delta = \frac{ax}{D}$ dans la situation initiale puis $\delta' = \frac{ax}{D} \pm (n - 1)e$

La frange d'ordre zéro est donc en $x_0 = \mp \frac{D(n-1)e}{a} \approx \mp 1cm$

En plaçant une photodiode au centre reliée à un compteur on apprécie la variation de l'ordre d'interférence $\frac{(n-1)e}{\lambda_0}$.

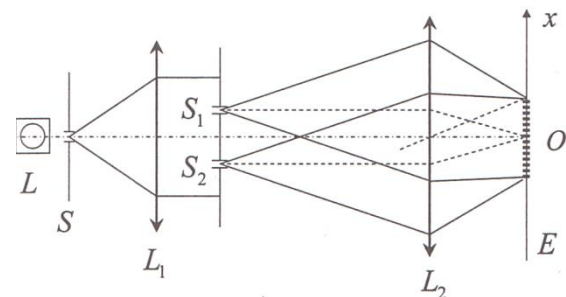
Activité 2 : Problème de physique

Dans l'expérience des fentes de Young, avec une source S ponctuelle et monochromatique, les sources secondaires sont distantes de $a = S_1S_2 = 1mm$ et la distance des fentes à l'écran est $D = 1m$. La distance sur l'écran E entre les franges brillantes d'ordre -3 et 3 est $\Delta x = 3mm$; que peut-on déduire ?

L'ordre d'interférence est défini par $p = \frac{\delta}{\lambda}$ et pour $\Delta p = 6 = \frac{a\Delta x}{D\lambda}$, on peut en déduire la longueur d'onde : $\lambda = \frac{a\Delta x}{6D} = 500nm$

Activité 3 : Etude expérimentale des fentes d'Young

Afin d'observer une figure d'interférence plus lumineuse et plus étendue (les trous d'Young étant petits, peu de lumière est transmise), on utilise des fentes d'Young distante de a éclairées par une fente source S monochromatique de longueur d'onde λ_0 . La lentille L_1 permet d'avoir un pinceau de lumière parallèle et la lentille de projection L_2 (de distance focale f' et stigmatique dans les conditions de Gauss supposées réalisées) concentre la lumière dans son plan focal où l'on place l'écran E :



- 1) Déterminer la différence de marche $\delta(x)$ en fonction de a, x et f' ainsi que l'interfrange dans cette situation.
- 2) Déterminer le nombre de franges brillantes observables si la largeur b des fentes est $b = 0,1mm$ et si la distance entre les fentes est $a = 0,5mm$ en tenant compte du phénomène de diffraction.

Il faut se souvenir que le stigmatisme de la lentille n'introduit aucune différence de chemin optique supplémentaire entre les rayons qui interfèrent sur l'écran !

Dans les conditions de Gauss :

$\theta \approx \frac{\delta}{a} \approx \frac{x}{f'}$ donc $\delta(x) = \frac{ax}{f'}$

Donc l'interfrange est donnée par $p(x+i) - p(x) = 1$ soit $i = \frac{\lambda_0 f'}{a}$

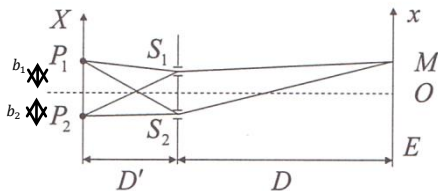
Le nombre de d'interfranges observables est limité par la diffraction dont l'ouverture angulaire et est donnée à l'infini par $\frac{\lambda}{b} = \frac{x_{max}}{f'}$ et est donnée par : $2 \times \frac{\lambda f'}{b} = 2 \times \frac{a}{b} =$

10. Soient 9 franges brillantes car la diffraction annule l'intensité des franges brillantes d'ordre $p = \pm 5$

Rq : en lumière blanche, la zone d'interférence est limitée par la longueur de cohérence en effet $\delta_{max,diff} = \frac{\lambda a}{b} \approx 5\lambda$ avec cependant $l_c \approx 1\mu m \approx 2\lambda$.

Activité 4 : Cohérence spatiale

Une source formée de deux sources ponctuelles P_1 et P_2 incohérentes entre elles, sur un axe parallèle à celui de S_1S_2 à une distance D' éclaire le dispositif des trous d'Young. Les deux sources sont supposées monochromatiques, de longueur d'onde λ_0 et de même amplitude. La distance $S_1S_2 = a$ est telle que $a \ll D$ et $OM \ll D$. On a aussi $b_1, b_2 \ll D'$.



- 1) Expliquer qualitativement que la figure d'interférence peut se brouiller pour plusieurs valeurs de la distance P_1P_2 .
- 2) Quelle est la dimension b maximale (dite largeur de cohérence) d'une source étendue ou d'une fente dite fine permettant d'observer la figure d'interférence avec un bon contraste ? $a = 0,5\text{mm}$, $\lambda = 500\text{nm}$, $D' = 1\text{m}$ et $b_1, b_2 \ll D'$. On pourra supposer que $b_1 = b_2$ pour simplifier les calculs.

L'annulation du contraste se produira pour un brouillage des deux figures d'interférence : les sources étant incohérentes entre elles, on additionne les éclairagements : en anti-coïncidence on observe un brouillage de la figure d'interférence.

1^e méthode :

On a donc une différence de marche pour les rayons issus de P_1 et pour les rayons issus de P_2 .

$$\delta_{P_2} = \frac{ax}{D} - \frac{b_2a}{D'} \text{ et } \delta_{P_1} = \frac{ax}{D} + \frac{b_1a}{D'}$$

Si, en un point x , les éclairagements sont en anti-coïncidence, c'est que $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 = (2m + 1)\pi$. Pour la 1^e situation : $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 = \frac{2\pi(b_1+b_2)a}{\lambda_0 D'} = \pi$

$$\text{Donc } (b_1 + b_2) = \frac{\lambda_0 D'}{2a}$$

On observe un bouillage complet, point par point, pour une fente de largeur $\frac{\lambda_0 D'}{a}$ soit 1mm (cette distance est appelée longueur de cohérence)

2^e méthode :

On peut aussi raisonner en termes de différence de phase. Si pour tout x on : $\Delta\phi_{P_1} - \Delta\phi_{P_2} = \frac{2\pi a(b_1+b_2)}{\lambda_0 D'} = \pi$ alors on a brouillage.

Donc la taille maximale d'une source étendue est donc $\frac{\lambda_0 D'}{a}$ soit 1mm (cette distance est appelée longueur de cohérence)

3^e méthode :

D'un point de vu quantitatif, on somme les éclairagements des deux sources et :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 2\varepsilon_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{xa}{D} + \frac{ba}{D'} \right) \right) \right) \\ &+ 2\varepsilon_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{xa}{D} - \frac{ba}{D'} \right) \right) \right) \end{aligned}$$

$$\text{Avec } \cos X + \cos Y = 2 \cos \left(\frac{X+Y}{2} \right) \cos \left(\frac{X-Y}{2} \right)$$

$$\varepsilon(M) = 4\varepsilon_0 \left(1 + \cos \left(\frac{\pi 2ab}{\lambda D'} \right) \cos \left(\frac{\pi}{\lambda} \left(2 \frac{xa}{D} \right) \right) \right)$$

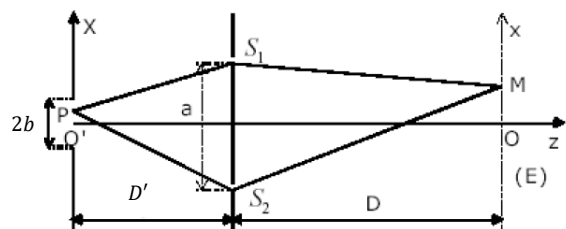
Le contraste est donc donné par : $C = \left| \cos \left(\frac{\pi 2ab}{\lambda D'} \right) \right|$ on retrouve une 1^e annulation pour $\frac{\pi 2ab}{\lambda D'} = \frac{\pi}{2}$

On a donc une annulation du contraste pour $2b = \frac{\lambda_0 D'}{2a}$

On observe un bouillage complet, point par point, pour une fente de largeur $\frac{\lambda_0 D'}{a}$

Pour aller plus loin (***) :

On utilise maintenant le dispositif ci-dessous.



La source est une fente de largeur $2b$ et de hauteur $h \gg 2b$ (diffraction dans le plan de (xOz) uniquement). Chaque point de la source émet une amplitude de vibration identique.

- 3) Donner l'expression du contraste en fonction de la largeur b . On notera $d\varepsilon(M) = K(1 +$

$\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{xa}{D} + \frac{aX}{D'}\right)\right) dX$ l'éclairement élémentaire d'une fente élémentaire de la largeur dX avec K constante. Proposer une application numérique définissant une fente source fine

Comme chaque point de la source est décorrélé des autres, il faut simplement sommer les éclaircements :

$$\varepsilon(M) = \int_{-b}^b Kh \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{xa}{D} + \frac{aX}{D'}\right)\right) \right) dX$$

Soit : $\varepsilon(M) = 2\varepsilon_0 \left(1 + \text{sinc}\left(\frac{2\pi ab}{\lambda D'}\right) \times \cos\left(\frac{2\pi xa}{\lambda D}\right) \right)$

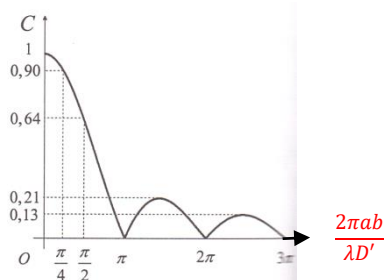
Le contraste vérifie alors :

$$C = \left| \text{sinc}\left(\frac{2\pi ab}{\lambda D'}\right) \right|$$

Ainsi le contraste s'annule la première fois pour :

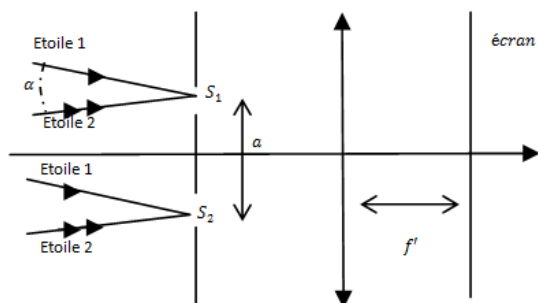
$2b = \frac{\lambda D'}{\alpha}$: on retrouve le résultat précédent

Une fente fine avec $C=0,9$: $b = \frac{\lambda D'}{4\alpha}$



Activité 5 : Problème de physique (étoiles double)

On considère deux étoiles à l'infini faisant entre elles un angle α très faible, de même éclairement ε_0 et assimilables à deux sources ponctuelles non cohérentes entre elles.



On place un filtre devant les fentes de Young afin de ne conserver qu'une seule longueur d'onde $\lambda_0 = 0,5\mu\text{m}$ (longueur dans le vide-le milieu du travail étant aussi

assimilé à du vide). Les fentes sont distantes de a qui est une valeur réglable jusqu'à $a_{max} = 50\text{cm}$. L'observation se fait sur un écran à l'aide d'une lentille de distance focale f' . Déterminer l'angle minimal mesurable associé à la première annulation du contraste.

Là encore les sources sont incohérentes : les éclaircements s'additionnent et les franges centrales de chaque étoiles sont respectivement en $f'\frac{\alpha}{2}$ et $-f'\frac{\alpha}{2}$.

1^e méthode :

La différence de phase respective est :

$$\Delta\phi_+(x) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{ax}{f'} + \frac{\alpha a}{2}\right)$$

$$\text{et } \Delta\phi_-(x) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{ax}{f'} - \frac{\alpha a}{2}\right)$$

Un premier brouillage impose alors :

$$\Delta\phi_+(x) - \Delta\phi_-(x) = \pi$$

$$\frac{2\alpha a}{\lambda_0} = 1$$

Soit pour $\alpha a = \frac{\lambda_0}{2}$ une première annulation pour un angle α minimal donné par :

$$\alpha_{min} = \frac{\lambda_0}{2a_{max}} = 5 \times 10^{-7} \text{rad} \approx 0,1'' \text{ (Seconde d'arc)}$$

2^e méthode :

On retrouve ce résultat rigoureusement avec la somme des éclaircements :

$$\varepsilon(M) = 4\varepsilon_0 \left(1 + \cos\left(\frac{\pi}{\lambda}\alpha a\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{xa}{f'}\right)\right) \right)$$

Et donc une annulation du contraste pour $\frac{\pi}{\lambda}\alpha a = \frac{\pi}{2}$

Activité 6 : Cohérence temporelle

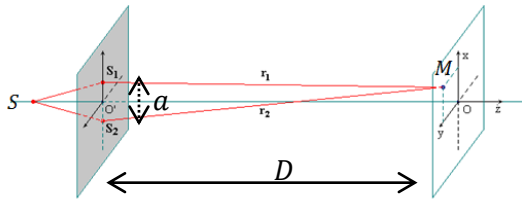
Une raie n'est jamais parfaitement monochromatique car un atome émet un train d'onde de fréquence ν_0 pendant une durée τ_0 (et pas pendant un temps infini). L'analyse de Fourier associe à ce type de signal une largeur spectrale $\Delta\nu$ avec $\tau_0\Delta\nu = 1$.

- 1) Justifier qualitativement que la différence de marche δ introduite par un système interférentiel de type fentes d'Young ne peut permettre l'observation d'interférences que si δ est inférieure à une valeur δ_{max} que l'on exprimera.

L'utilisation de sources qui ne sont pas parfaitement monochromatiques avec le système des fentes d'Young

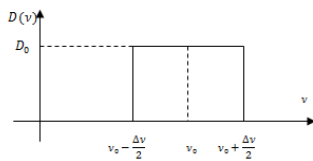
conduit à superposer des figures d'interférences propres à chaque longueur d'onde : une perte de contraste est alors possible !

- 2) On considère une source ponctuelle S rayonnant deux vibrations lumineuses sinusoïdales de même amplitude, de fréquences respectives ν_1 et $\nu_2 > \nu_1$ et éclairant des fentes d'Young (cf. schéma ci-dessous-notations identiques à celles du cours). Montrer qu'il est possible d'obtenir une annulation du contraste en certains points du plan d'observation. Le milieu est d'indice optique unitaire.



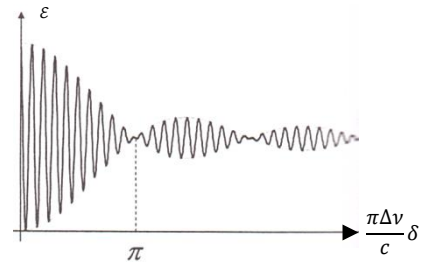
Pour aller plus loin (***)

Nous allons maintenant décrire une source à l'aide d'une densité spectrale $D(\nu)$ rectangulaire ($[D(\nu)] = W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}$).



La source considérée est ponctuelle et éclaire un dispositif de trous d'Young identique au précédent. La source émet une superposition d'ondes quasi-monochromatiques de fréquence ν et de largeur $d\nu$ auxquelles on peut associer un éclairement $d\varepsilon(M) = 2D_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \delta(M)\right)\right) d\nu$. $\delta(M)$ donne la différence de marche en M et c la vitesse de l'onde dans l'air assimilé à du vide.

- 3) Déterminer l'éclairement puis le contraste observé et retrouver le résultat de la question précédente.
 4) Expliquer le tracé de l'éclairement ci-dessous.



- 5) Est-il possible d'apprécier facilement en TP cette annulation de contraste avec le dispositif des fentes d'Young en utilisant une lampe spectrale dont la longueur de cohérence est de l'ordre du centimètre ?

Avec les résultats de Fourier et la superposition nécessaire de trains d'onde cohérents entre eux alors :

$$\delta \leq c\tau_0 \text{ soit } \delta \leq \frac{c}{\Delta\nu}$$

On retrouve ce résultat en considérant une source constituée de deux fréquences :

1^{re} méthode

$$\varepsilon = 2\varepsilon_0 \left(2 + \cos\left(\frac{2\pi}{c}(v_1)\delta\right) + \cos\left(\frac{2\pi}{c}(v_2)\delta\right) \right)$$

$$\varepsilon = 4\varepsilon_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{c}\left(\frac{v_1 - v_2}{2}\right)\delta\right) \cos\left(\frac{\pi}{c}(v_1 + v_2)\delta\right) \right)$$

Pour chaque doublet de fréquence, on a $\frac{(v_1 - v_2)\delta}{c} = \frac{1}{2}$ alors on perd le contraste, il faut donc bien une source dont la largeur spectrale vérifie : $\frac{2(v_1 - v_2)\delta}{c} \leq 1$

$$\Delta\nu \leq \frac{c}{\delta}$$

2^{de} méthode :

La différence de phase respective est :

$$\Delta\phi_+(x) = \frac{2\pi}{c}(v_1)\delta(x)$$

$$\text{et } \Delta\phi_-(x) = \frac{2\pi}{c}(v_2)\delta(x)$$

Un premier brouillage impose alors :

$$\Delta\phi_+(x) - \Delta\phi_-(x) = \pi$$

$$\frac{2(v_1 - v_2)}{c} \delta(x) = 1$$

Pour une source plus complexe, il convient d'intégrer car toutes les ondes sont incohérentes :

$$\varepsilon(M) = \int_{\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}} d\varepsilon(M) = 2D_0 \int_{\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \delta\right) \right) d\nu$$

$$\mathcal{E}(M) = 2D_0 \Delta v \left(1 + \text{sinc} \left(\frac{\pi \Delta v}{c} \delta \right) \cos \left(\frac{2\pi v_0}{c} \delta \right) \right)$$

L'amplitude des oscillations (fixée par la visibilité) s'annule pour $\frac{\pi \Delta v}{c} \delta = \pi$ et limite le contraste au voisinage de cette situation : brouillage des franges.

Rq : Limitation liée à la diffraction

$\frac{\lambda}{b} \approx \frac{x_{max,d}}{D}$ soit $x_{max,d} \approx \frac{\lambda D}{b}$ soit $\delta_{max,d} = \frac{\lambda a}{b}$ de quelques λ alors que l_c est typiquement $l_c \approx 1cm$ pour une lampe spectrale...on ne peut pas apprécier la perte de cohérence temporelle avec ce type de lampe (en lumière blanche, la longueur de cohérence limite la taille de la figure de d'interférence avant la diffraction).

Activité 7 : Interférence entre ondes cohérentes d'amplitude différente

On considère l'interférence entre deux ondes cohérentes émises par le dispositif des trous d'Young plongés dans l'air assimilé à du vide. Ces trous n'ont pas tout à fait la même taille ce qui se traduit par une amplitude maximale différentes pour les deux vibrations lumineuses qui seront notées respectivement A et rA avec $0 < r \leq 1$.

- 1) Tracer le graphe donnant le contraste C en fonction de r
- 2) Pourquoi cherchons-nous à faire interférer des vibrations de même d'amplitude ? Commenter pour $r \geq 0,5$

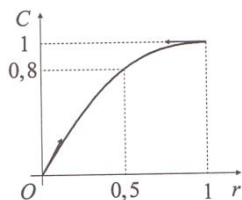
Il faut reprendre toute la démonstration avec :

$a_1(M) = Ae^{-jk_0 M}$ et $a_2(M) = rAe^{-jk_0 M}$, donc l'éclairement est donné par :

$$\mathcal{E}(M) = K(A^2 + r^2 A^2 + 2rA^2 \cos \Delta \phi)$$

$$\mathcal{E}_{max} = KA^2(1+r)^2 \text{ et } \mathcal{E}_{min} = KA^2(1-r)^2$$

Soit un contraste donné par $C = \frac{2r}{(1+r^2)}$



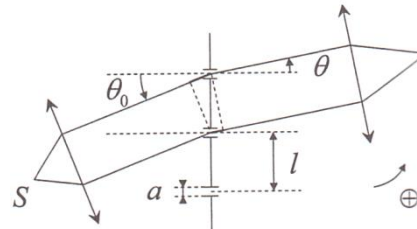
Le contraste est donc maximal lorsque l'on fait interférer des ondes de même amplitude. C'est ce qui est recherché dans le cas des interférences à N ondes.

On pourra noter cependant que passé $r = 0,5$ les fluctuations du contraste sont minces.

Interférence à N ondes

Activité 8 : Etude du réseau par transmission

Un réseau par transmission est constitué de N fentes parallèles, distantes de l (on parle de pas du réseau) et de même largeur a . Ce réseau peut être obtenu par gravures de sillons sur une plaque en verre. Typiquement, nous aurons $l \approx 1\mu m$, $a \approx 500nm$.



On éclaire un réseau avec un pinceau de lumière parallèle de longueur d'onde $\lambda_0 = 500nm$ (dans le vide) et on observe la figure d'interférence à l'infini - montage dit de Fraunhofer). Les ondes diffractées par chaque motif interfèrent du fait de leur cohérence.

- 1) S'appuyer sur le dessin ci-dessus pour obtenir la formule du réseau par transmission donnant l'expression de θ_m , direction pour laquelle est obtenu un maximum de lumière pour un ordre donné repéré par l'entier m ($m \in \mathbb{Z}$).
- 2) On se place en incidence normale.
 - a) Combien d'ordre peut-on voir ? Sommes-nous limités par la diffraction ?
 - b) Pourquoi le réseau est-il un appareil dispersif ? L'est-il pour tous les ordres ? Connaissez-vous un autre dispositif dispersif ?
 - c) Ecrire la relation des réseaux dans le cas des faibles angles. Comment varie la dispersion avec l ?

On a donc : $l(\sin \theta_m - \sin \theta_0) = m \lambda_0$

En incidence normale : $\sin \theta_m = \frac{m \lambda_0}{l}$ et comme $\frac{m \lambda_0}{l} \leq 1$ alors $m \leq \frac{l}{\lambda_0}$ donc on peut observer les ordres $-2, -1, 0, 1$ et 2 . La diffraction présente un minimum à 90° et ne sera pas limitante.

L'ordre 0 en $\theta_{m=0} = 0$ concerne toutes les longueurs d'onde en revanche l'ordre 1 présente une déviation fonction de λ : d'où la dispersion comme un prisme. A noter que l'on différencie les appareils dispersifs par leur résolution mesurant leur aptitude à séparer deux longueurs d'onde proches (typiquement $10^{-3} rad/nm$ pour le réseau et $10^{-4} rad/nm$ pour le prisme).

Pour de faibles angles, on a $\theta_m = \frac{m \lambda_0}{l}$ (dispersion d'autant plus grande que le pas l du réseau est petit)

Activité 9 : Spectroscopie par réseau

Un réseau éclairé normalement avec la raie verte du mercure $\lambda = (546,1 \pm 0,5)nm$ donne un maxima pour le deuxième ordre $m = 2$ dans la direction $\theta_2 = (36^\circ 40' \pm 0,5^\circ)$

Quel est le nombre l^* de trait par mm de ce réseau ?
Estimer son incertitude.

D'après la relation des réseaux :

$$l^* = \frac{1}{l} = \frac{\sin\theta_2}{2\lambda_0} \approx 547 \pm 7mm^{-1} \text{ avec :}$$

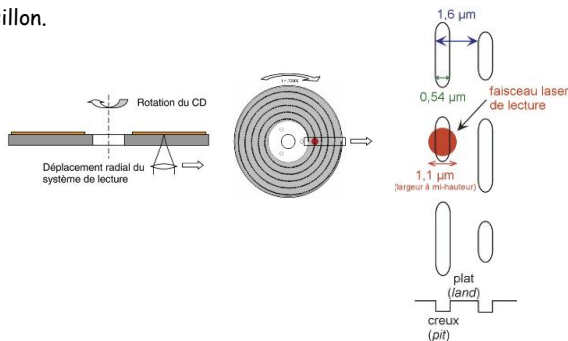
$$\frac{dl^*}{l^*} = \sqrt{\left(\frac{d\lambda_0}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{d\sin\theta_2}{\sin\theta_2}\right)^2}$$

$$\frac{\Delta l^*}{l^*} = \sqrt{\left(\frac{\cos\theta_2 \Delta\theta_2}{\sin\theta_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\theta_2}{\tan\theta_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right)^2}$$

$$\frac{\Delta l^*}{l^*} \approx \left(\frac{\Delta\theta_2}{\tan\theta_2}\right) \approx 1\%$$

Activité 10 : Réflexion sur un réseau

Les CD, DVD et DVD blu-ray sont des supports physiques sur lesquels ont été gravés des sillons (on obtient une spirale dont la longueur totale est proche de 5km). Le système de lecture (diode laser) suit ce sillon.



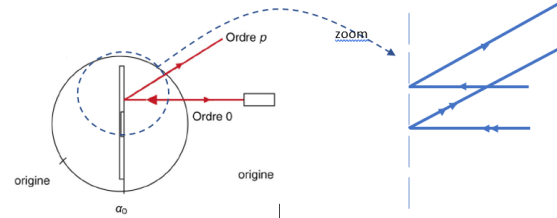
L'information utile (musique par exemple) est disposée le long de ces sillons (selon différents procédés : moules, gravures thermiques...). Les données numériques (« 0 » et « 1 ») sont codées sous formes de creux (plit) et de plats (land).

Le procédé de codage sur le substrat n'est pas simple cependant on pourra considérer qu'une alvéole contient un bit utile (c'est-à-dire servant directement à mémoriser le signal utile).

Type	CD-R	DVD
Longueur moyenne l d'une alvéole	800nm	400nm

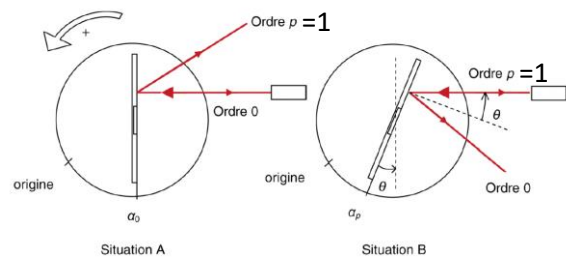
Distance a entre deux sillons	$a = 1,6\mu m$	$a = 740nm$
---------------------------------	----------------	-------------

En éclairant le disque en incidence normale avec un pinceau laser, seules quelques sillons sont éclairés : la situation est alors analogue à un réseau étudié en réflexion.



A) Pour le CD

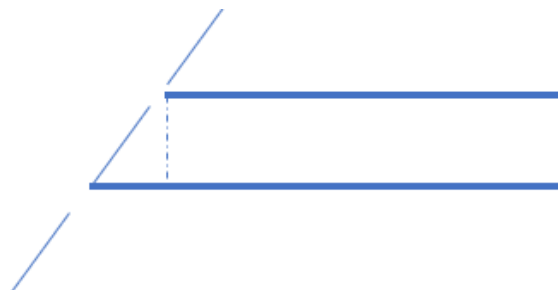
- Obtenir expérimentalement la situation de rétrodiffraction de l'ordre 1 (situation B obtenue avec un laser rouge) En utilisant la platine d'un goniomètre, calculer la valeur de a ainsi que son incertitude avec la méthode de Monte Carlos.



- En déduire un ordre de grandeur de la capacité C de stockage d'un CD (C sera exprimé en Mio sachant que $1Mio = (1024)^2 \times 8 \text{ bits}$. On donne également la surface d'un disque $S = 90cm^2$). Critiquer votre résultat.

B) Pour le DVD R

Obtenir un ordre de grandeur de la capacité de stockage C d'un DVD.



$$\delta = 2a \times \sin(\alpha_p - \alpha_0)$$

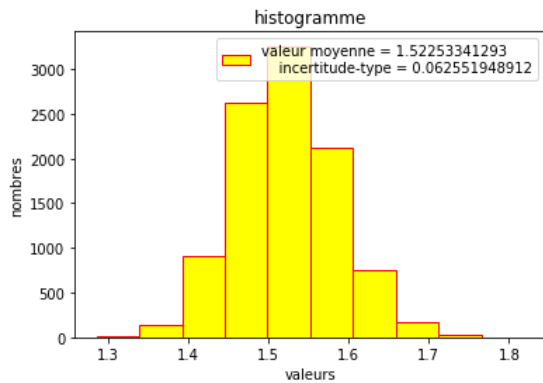
Et pour l'ordre 1 : $2a \times \sin(\alpha_p - \alpha_0) = \lambda$

Donc : $a = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha_p - \alpha_0)} = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta)}$

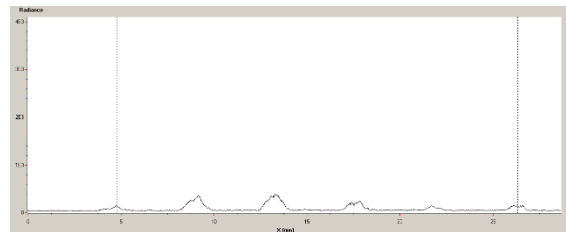
Méthode 1 pour le calcul de l'incertitude :

Et : $\Delta a = a \sqrt{\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta}{\tan \theta}\right)^2} \approx a \frac{\Delta \theta}{\tan \theta}$

Méthode 2 :

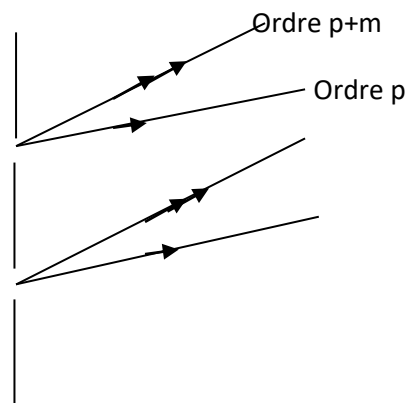


On obtient sur la caméra CCD :



<p>CD-R ($\lambda = 632nm$) $\theta = (12,0 \pm 0,5)^\circ$ $a = (1,52 \pm 0,06)\mu m$ Valeur avec un encadrement tout à fait acceptable compte tenu de la valeur tabulée</p>	<p>DVD-E ($\lambda = 650nm$) $\theta = (27,08 \pm 0,50)^\circ$ $a_{95\%} = (720 \pm 44)nm$ Valeur avec un encadrement tout à fait acceptable compte tenu de la valeur tabulée</p>
<p>Le nombre de bits est donc :</p> $N = \frac{S}{la} = 882Mio$ <p>Valeur un peu plus grande que la réalité, mais l'ordre de grandeur est acceptable</p>	<p>Le nombre de bits est donc :</p> $N = \frac{S}{la} = 3,7Gio$ <p>Valeur un peu plus petite que la réalité, mais l'ordre de grandeur est acceptable</p>

4^e étape : Schématisation



En incidence normale :

$$a \sin \theta_p = p \lambda$$

Et :

$$a \sin \theta_{p+m} = (p + m) \lambda$$

Sur le capteur, on a $\sin(\theta_p) \approx \frac{x_p}{D}$ et $\sin(\theta_{p+m}) \approx \frac{x_{p+m}}{D}$

Donc $\Delta X = m \frac{\lambda D}{a}$

On mesure alors $a = 74 \mu m$

5^e étape : Vérification

Ce résultat est cohérent car il prévoit 6400kpixels : la doc de l'Ipod prévoit 5500kpixels

Activité 11 : Démarche expérimentale

Au cours d'une conférence présentant l'iPhone 4 et son écran Rétina, Steve Jobs a affirmé que « le nombre de pixels des écrans Rétina permet de satisfaire la résolution limite de l'œil lorsqu'on regarde un écran à 10 pouces ».

Proposer puis réaliser un protocole permettant de valider cette affirmation de Steve Jobs. (On rappelle qu'un pouce = 2,54 cm).

1^e étape : La résolution angulaire de l'œil est typiquement de l'ordre de $10^{-3} rad$ (1mm pour 1m)

2^e étape : A 10 pouces de l'écran soit 25,4cm, on doit apprécier au moins un pixel, ce qui fixe sa dimension supérieure à $254 \mu m$

3^e étape : On réalise l'expérience suivante en incidence normale avec un laser VERT intense :

Écran Liquid Retina

Écran Multi-Touch rétroéclairé par LED
de 12,9 pouces (diagonale) avec
technologie IPS

Résolution de 2 732 x 2 048 pixels
à 264 pixels par pouce (ppp)