
Université de Lorraine
Faculté des Sciences et Technologies
Vandoeuvre lès Nancy

**TRAVAUX PRATIQUES
D'OPTIQUE**

L3 PCE / L3 PFA

INTRODUCTION	3
1) INTERFEROMETRE DE MICHELSON (1)	15
2) INTERFEROMETRE DE MICHELSON (2)	25
3) COHERENCE SPATIALE	37
4) POLARISEURS	47
5) POLARIMETRIE	55
6) RESEAUX	65
7) INTERFEROMETRE DE FABRY-PERROT	75
8) BIREFRINGENCE	85
9) BONUS / MICHELSON 1	101

GENERALITES SUR LA LUMIERE

I.	INTRODUCTION	4
A.	NATURE ONDULATOIRE DE LA LUMIERE ?	4
B.	CHEMIN OPTIQUE.....	4
II.	ONDES	5
A.	REPRESENTATION D'UNE ONDE	5
B.	ECRITURE COMPLEXE	6
C.	SOURCES SYNCHRONES	7
D.	DIFFERENCE DE MARCHE ET DIFFERENCE DE PHASE	8
E.	INTERFERENCES A DEUX ONDES.....	8
1.	<i>Géométrie du système</i>	9
2.	<i>Calcul de la différence de marche</i>	9
3.	<i>Intensité résultante</i>	9
4.	<i>Maxima d'intensité - Minima d'intensité - Interfrange</i>	10
F.	METHODES POUR OBTENIR DES SOURCES SYNCHRONES.....	10
1.	<i>Division du front d'onde</i>	11
2.	<i>Division d'amplitude</i>	11
G.	INTERFERENCES A N ONDES.....	11
1.	<i>N petit ($2 \leq N < 10$)</i>	12
2.	<i>N Grand ($N \gg 10$)</i>	12
H.	DIFFRACTION.....	12
1.	<i>Expression de l'intensité diffractée par une fente simple</i>	12
2.	<i>Observation de la diffraction par un trou circulaire</i>	13
III.	INTRODUCTION A LA POLARISATION	13
A.	ANALOGIE ONDES ELECTROMAGNETIQUES / ONDES MECANIQUES	13
B.	DEFINITIONS.....	13
C.	LUMIERE « NATURELLE »	13
D.	PHENOMENES NATURELS DE POLARISATION.	14
IV.	PRODUCTION DE LA LUMIERE POLARISEE	14
A.	SOURCES, TRAINS D'ONDES ET COHERENCE TEMPORELLE	14
B.	COMMENT OBTENIR DE LA LUMIERE POLARISEE.....	15
1.	<i>En sélectionnant une direction du vecteur $\vec{E}$</i>	15
2.	<i>En utilisant une source de lumière déjà polarisée !</i>	15
C.	COMMENT MODIFIER L'ETAT DE POLARISATION DE LA LUMIERE	15
V.	CAS PARTICULIERS D'ETAT DE POLARISATION DE LA LUMIERE.....	15
A.	DIFFERENTS ETATS DE POLARISATION	15
B.	TERMINOLOGIE.....	16
VI.	ANALYSE DE LA LUMIERE POLARISEE	16
A.	DETECTEURS	16
B.	ANALYSEUR A PENOMBRE	16
C.	POLARIMETRE DE LAURENT	17
VII.	CRISTAUX EPAIS ET LAMES BIREFRINGENTES.....	19

I. INTRODUCTION

A. NATURE ONDULATOIRE DE LA LUMIERE ?

Les travaux scientifiques menés au cours du 19^e siècle, et précédemment, ont permis de mettre en évidence, sans doute possible, la nature ondulatoire de la lumière. Ces travaux ont culminé avec la théorie du champ électromagnétique élaborée par J.M. Maxwell. A la fin du 19^e siècle, seuls subsistaient « deux petits nuages noirs » dans l'éclat resplendissant de cette théorie : ces « deux petits nuages noirs » allaient aboutir à la mise en évidence de l'effet photoélectrique (Einstein, 1905) et du rayonnement du corps noir (Planck, 1900). Les travaux menés sur ces deux sujets ont alors permis de « montrer » l'existence du photon et la quantification du champ électromagnétique. Ensuite, de Broglie (1924) a proposé la dualité onde-corpuscule : la lumière présente son aspect ondulatoire ou corpusculaire en fonction de l'outil d'observation choisi.

Au cours des TP d'optique de L3, nous ne travaillerons que dans le cadre ondulatoire. On notera, cependant, que l'onde peut être représentée par :

- une onde scalaire décrite par une amplitude à l'instant t à la position x .
- un vecteur défini par $(\vec{E}, \alpha)$ et son point d'application.

Dans les TP portant sur :

- Les interférences nous ne verrons que l'aspect scalaire de l'onde lumineuse.
- La polarisation nous ne verrons que l'aspect vectoriel de l'onde lumineuse.

Dans une première approche qualitative on pourra effectuer des analogies entre les ondes mécaniques et les ondes électromagnétiques (la lumière visible n'étant qu'une portion limitée du spectre des ondes électromagnétiques).

<i>Ondes électromagnétiques (lumière)</i>	<i>Ondes mécaniques (« vagues »)</i>
Propagation dans le vide ou dans les milieux	Propagation dans les milieux uniquement : nécessité d'un support matériel
Perturbation du champ $(\vec{E}, \vec{B})$: • Vide : lumière des étoiles • Milieu : transparence du verre, etc	Perturbation du milieu : • Gaz : sons, instruments de musique,... • Liquides : vagues, houle,... • Solides : tremblement de terre,...

On comprend que ce type d'analogie ne doit être utilisée qu'avec circonspection : en particulier la propagation de la lumière dans le vide ne nécessite pas de support matériel, contrairement aux ondes mécaniques qui ne peuvent se propager que dans un milieu « matériel ». On notera également que les vitesses de propagation sont très différentes :

- Lumière dans le vide : $\approx 300\,000 \text{ km.s}^{-1}$
- Son dans l'air : $\approx 340 \text{ m.s}^{-1}$
- Vibration dans l'acier : $\approx 5\,000 \text{ m.s}^{-1}$

B. CHEMIN OPTIQUE

(Voir Principe de Fermat, Lois de Descartes)

Chemin optique : chemin suivi par la lumière et qui respecte le principe de moindre action i.e. le chemin est minimum.

Indice optique : l'indice optique n est défini par le rapport des vitesses de propagation de l'onde électromagnétique dans le vide et dans le milieu considéré, $n = \frac{c}{v} > 1$

Notation(s) : $L_{AB} = (AB) = n \overline{AB}$ c'est le produit d'une longueur géométrique $\overline{AB}$ par l'indice optique du milieu de propagation séparant les deux points A et B. Si l'indice optique du milieu de propagation varie de façon continue (cas des fibres optiques, effet mirage, ...) on passe à la limite continue i.e. à une écriture intégrale du chemin optique :

$$L_{AB} = (AB) = \int_A^B n \, dl \quad \text{où } dl \text{ représente une portion du chemin optique pour}$$

laquelle on considère $n = \text{constante}$.

Une conséquence évidente (et quotidienne) est la propagation en ligne droite de la lumière, dans un milieu homogène et isotrope.

Voir TP : Réseaux (minimum de déviation)
Polarisation (Brewster)
Biréfringence

II. ONDES

On ne verra dans ce paragraphe que la représentation scalaire, à une dimension, de l'onde lumineuse. Sauf mention contraire, les sources de lumière seront supposées ponctuelles et monochromatique (i.e. une seule longueur d'onde λ).

A. REPRESENTATION D'UNE ONDE

Rappel sur l'écriture et la représentation d'une onde par une fonction sinusoïdale (à une dimension) :

$$A(x,t) = A_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi \right]$$

Avec :

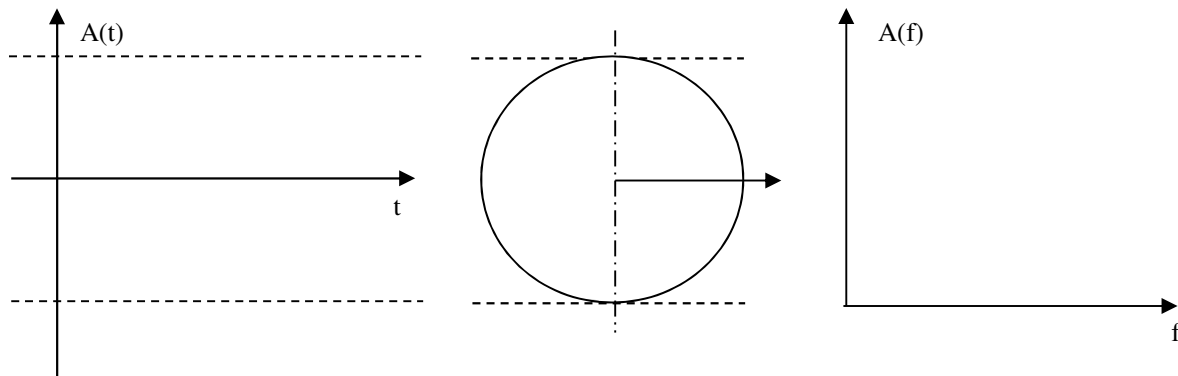
x	la variable d'espace,	t	la variable de temps
A_0	l'amplitude maximale de l'onde		
ω	la pulsation telle que	$\omega = 2\pi f = 2\pi \frac{v}{\lambda}$	
v	la vitesse de l'onde (on prendra la vitesse de la lumière dans le vide, c)		
φ	la phase à l'origine i.e. pour x et $t = 0$		

La connaissance de ces termes permet de décrire complètement la fonction $A(t)$.

On peut choisir la référence dans l'espace 1D pour que $x=0$. Dans ce cas on trouve :

$$A(x,t) = A_0 \cos (\omega t + \varphi)$$

Dans une présentation graphique de l'onde $A(t)$ pourra alors choisir une représentation qui mettra en valeur les termes, A_0 , φ , ω (ou f) :



Représentation temporelle

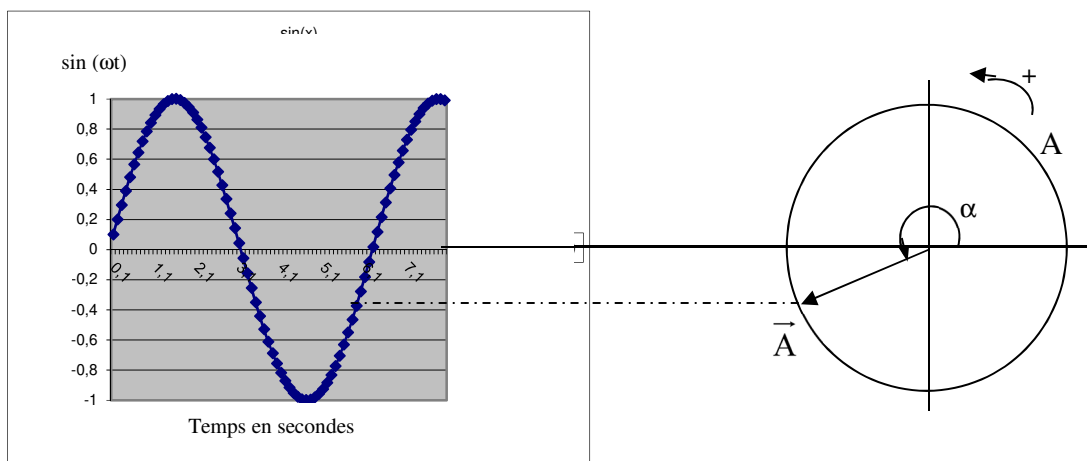
représentation angulaire

représentation fréquentielle

La représentation temporelle permet de mettre en évidence l'évolution de l'amplitude en fonction du temps, la représentation angulaire permet de mettre en évidence le déphasage entre deux instants ou deux positions dans l'espace ou encore entre deux « rayons » lumineux. La représentation fréquentielle permet d'observer le spectre du signal. On passe d'une représentation temporelle à une représentation fréquentielle en utilisant la série de Fourier (ou la transformée de Fourier), mais cela sort du cadre de cette introduction.

Voir TP : Michelson (2) (relation entre train d'onde et distribution en fréquence)

B. ECRITURE COMPLEXE



La représentation angulaire, par un vecteur tournant, de $A(t) = A_0 \cos(\omega t)$ permet de caractériser chaque point de la courbe par le vecteur $\vec{A}$, de longueur A_0 et dont la position par rapport à la référence des phases, α ($\alpha = \omega t$), est une fonction du temps t . On arrive ainsi à l'écriture sous forme complexe de la fonction sinusoïdale $A(t)$:

$$A(t) = A_0 \cos(\omega t) \quad \leftrightarrow \quad A(t) = A_0 e^{j(\omega t)}$$

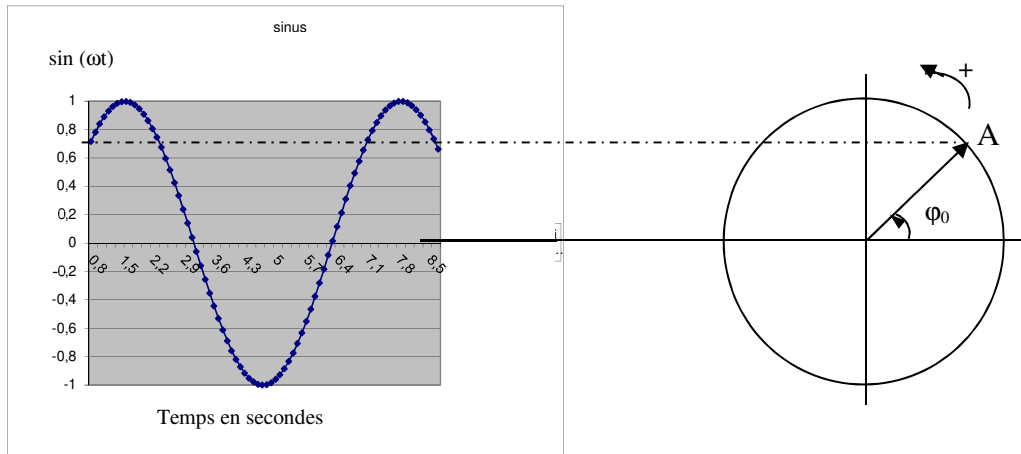
Rappel :

$$\begin{aligned} e^{jx} &= \cos x + j \sin x & \text{avec } j^2 &= -1 \\ e^{-jx} &= \cos x - j \sin x \end{aligned}$$

d'où l'on déduit les relations d'Euler : $\cos x = \frac{e^{jx} + e^{-jx}}{2}$ $\sin x = \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2j}$

Dans l'exemple représenté ci-dessous, on voit que $\alpha = \omega t + \varphi_0$ avec φ_0 la phase à l'origine (i.e. $t=0$) :

$$A(t) = A_0 \cos(\omega t + \varphi_0) \quad \leftrightarrow \quad A(t) = A_0 e^{j(\omega t + \varphi_0)}$$



Dans le graphe ci-dessus, nous avons choisi les références pour les variables d'espace et de temps de telle façon que : $x = 0$ et $t = 0$ permettent de mettre en évidence la phase à l'origine φ_0 .

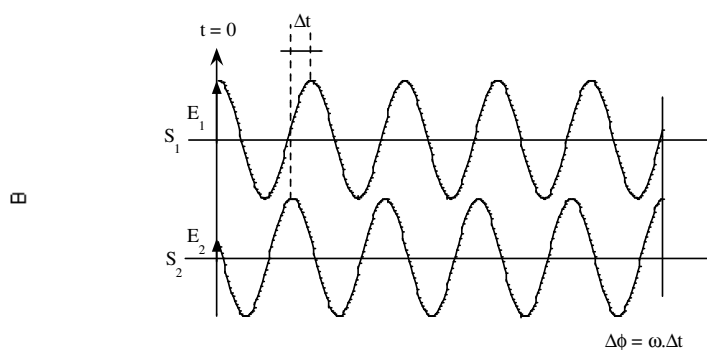
Voir aussi : « Lames minces biréfringentes » «demi onde» ($\lambda/2$) et «quart d'onde» ($\lambda/4$)

Remarque : par la suite, on notera l'amplitude de l'onde lumineuse avec $E(t)$

C. SOURCES SYNCHRONES

On dira de deux sources (S_1, S_2), qu'elles sont synchrones si les ondes qu'elles émettent conservent une relation de phase entre elles bien définie dans le temps (cf. figure)

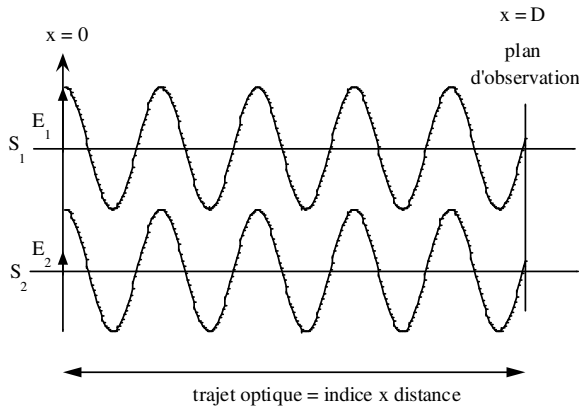
Remarque : la différence de phase ($\Delta\phi$) = $\phi_1 - \phi_2$ n'est pas forcément nulle. Par exemple $\Delta\phi \equiv \pi/2$ dans le cas de la figure ci-dessous.



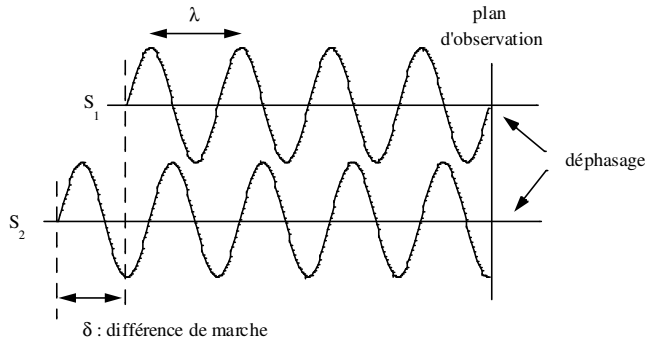
Dans l'exemple ci-dessus, les ondes ont une amplitude $E(t)$, qui dépend du temps t . L'observation est effectuée à une position x , pour une onde monochromatique d'extension infinie (i.e., ce n'est pas un paquet d'onde). Si les **sources** sont **synchrones**, il n'y a pas de variation de $\Delta\phi$. Si, par contre, les sources étaient asynchrones, le décalage temporel Δt varierait de façon imprévisible (car aléatoire dans le temps).

D. DIFFERENCE DE MARCHE ET DIFFERENCE DE PHASE

Supposons deux sources S_1 et S_2 de même longueur d'onde, placées dans un même plan d'abscisse $x = 0$. Si le trajet optique L (trajet géométrique $\times$ indice) est le même pour les deux ondes, alors la relation de phase entre ces ondes dans n'importe quel plan d'observation situé en $x = D$ est la même qu'en $x = 0$. La figure ci-dessous montre des ondes émises en phase en $x = 0$ et qui le sont encore dans le plan $x = D$.



Supposons maintenant que les sources S_1 et S_2 soient décalées dans l'espace d'une distance d : la figure suivante montre que, bien que les ondes issues de S_1 et S_2 soient émises en phase, elles présentent un déphasage dans le plan d'observation. Ce déphasage provient de la différence de chemin optique (L_1, L_2), à parcourir, pour les ondes issues de S_1 et de S_2 . **On note $\delta = L_1 - L_2$ la différence de chemin optique ou différence de marche (d.d.m.).**



Le déphasage $\Delta\phi$ associé à la différence de marche δ est donné par $\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$

Remarque: Par définition, le chemin optique est $L = n \overline{AB}$ (cf. §I.B.). Pour modifier le chemin optique, on peut soit changer la longueur géométrique $\overline{AB}$ pour l'une des deux ondes (issue de S_1 ou de S_2) soit changer la valeur de l'indice optique sur le trajet d'une des deux ondes (**voir TP** : Michelson 2 / mesure de l'indice de l'air). On peut aussi pousser le raffinement et faire évoluer les deux paramètres à la fois....

E. INTERFERENCES A DEUX ONDES

Si l'on considère comme au paragraphe précédent deux sources (S_1, S_2) monochromatiques et synchrones, on peut s'intéresser à l'interaction entre les deux ondes issues de ces deux

sources. On parle alors d'interférences à deux ondes : ces interférences sont le résultat de la combinaison cohérente des champs électriques associés à chacune des deux ondes.

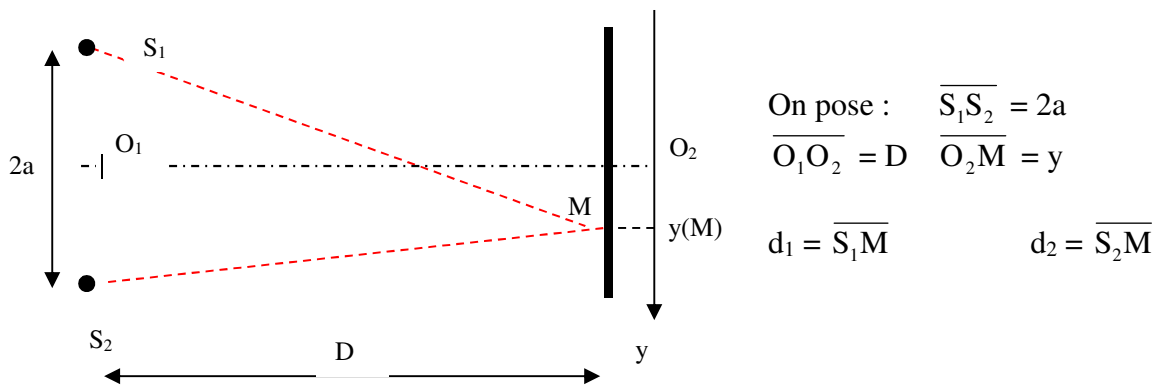
1. Géométrie du système

Pour des raisons de simplicité de calcul, on considère le plus souvent l'interaction des deux ondes à grande distance (i.e. pour des plans d'observations en $x = D \gg \lambda$). Dans ce cas les ondes incidentes $[E_1(x, t), E_2(x, t)]$ issues des sources (S_1, S_2) peuvent être considérées comme des ondes planes. Les hypothèses concernant les deux sources sont les suivantes :

- Les sources sont ponctuelles (voir TP cohérence spatiale)
- Les sources sont monochromatiques (voir TP Michelson/cohérence temporelle)
- Les sources sont synchrones (voir § II.C.)

2. Calcul de la différence de marche

Les deux ondes, d'amplitude $[E_1(x, t), E_2(x, t)]$, issues des sources (S_1, S_2) , ont parcouru les chemins optiques (L_1, L_2) de longueur géométrique (d_1, d_2) . On souhaite mesurer l'intensité résultante au point M d'abscisse y (sur l'écran d'observation).



D'où l'expression géométrique¹ de la différence de marche : $\delta = n \frac{2ay}{D}$

Le déphasage $\Delta\phi$ associé à la d.d.m. δ est : $\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi n \frac{2a y}{\lambda D}$

3. Intensité résultante

Pour obtenir l'intensité résultante au point M, on somme les amplitudes des champs $[E_1(x, t), E_2(x, t)]$ au point M, puis on calcule le carré de l'amplitude résultante.

Remarque : l'intensité lumineuse en M correspond à l'énergie dissipée sur l'écran à ce point.

$$I(M) = \frac{1}{2} |[E_1(M) + E_2(M)]|^2$$

¹ $d_1^2 = (y + a)^2 + D^2$; $d_2^2 = (y - a)^2 + D^2$; $d_1^2 - d_2^2 = 4ay$ et $d_1^2 - d_2^2 = (d_1 - d_2)(d_1 + d_2)$, avec l'approximation : $(d_1 + d_2) \approx 2D$ on trouve : $(d_1 - d_2) \approx \frac{4ay}{2D} = \frac{2ay}{D}$

$$I(M) = \frac{1}{2} E_0^2 (1 + e^{i\Delta\phi})(1 + e^{-i\Delta\phi})$$

$$I(M) = I_0 (1 + \cos \Delta\phi) = 2 I_0 \cos^2(\Delta\phi/2)$$

4. Maxima d'intensité - Minima d'intensité - Interfrange

Nous venons de voir que l'intensité lumineuse sur l'écran varie en $(1 + \cos \Delta\phi)$: cette intensité passe donc, de façon périodique, par des maxima et des minima.

- Si $\Delta\phi = p \, 2\pi$ ($p \in \mathbb{Z}$) $\cos \Delta\phi = +1$ l'intensité lumineuse est maximale on observe une frange claire
- Si $\Delta\phi = (2p+1) \pi$ ($p \in \mathbb{Z}$) $\cos \Delta\phi = -1$ l'intensité lumineuse est nulle : on observe une frange sombre

En calculant la d.d.m. au § II-E-3, nous avons trouvé une expression géométrique $\delta = n \frac{2ay}{D}$ et

la phase $\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi n \frac{2a y}{\lambda D}$ associée. **On peut alors identifier les deux expressions de $\Delta\phi$** et établir une relation entre l'ordonnée du point M et les paramètres $(n, \lambda, D, 2a)$, avec comme points remarquables les positions des franges claires et sombres :

- Frange claire : $y(M,p) = p \frac{\lambda}{n} \frac{D}{2a}$
- Frange sombre : $y(M,p) = \left(p + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{n} \frac{D}{2a}$

La variable p est appelée ordre d'interférence. C'est un nombre entier : les franges sont donc régulièrement espacées. On peut alors calculer l'interfrange, c'est à dire la distance entre deux franges claires (ou sombres) consécutives.

Pour le maximum d'ordre p : $y(M,p) = p \frac{\lambda}{n} \frac{D}{2a}$ Interférences constructives

Pour le maximum d'ordre $(p+1)$: $y(M,p+1) = (p+1) \frac{\lambda}{n} \frac{D}{2a}$ Interférences destructives

L'interfrange, entre deux maxima (ou deux minima) consécutifs est :

$$i = x(M,p+1) - x(M,p) = \frac{1}{n} \frac{\lambda D}{2a} \quad \text{dans l'air } n=1 \quad i = \frac{\lambda D}{2a}$$

On remarque que l'interfrange augmente avec la longueur d'onde λ , la distance sources (S_1, S_2) / écran et avec l'inverse de la distance entre sources $(2a)$.

F. METHODES POUR OBTENIR DES SOURCES SYNCHRONES

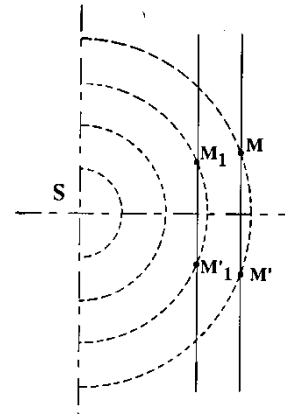
Dans tout l'exposé précédent nous avons supposé que les **sources** (S_1, S_2) sont **synchrones** : il faut donc trouver une méthode pour réaliser cela **expérimentalement**. Le seul moyen possible est de décomposer une source unique en deux sources secondaires. Les méthodes classiques sont :

- La division du front d'onde
- La division d'amplitude

1. Division du front d'onde

Cela consiste à séparer une onde incidente, issue de la source « primaire » S en deux (ou plusieurs) ondes. On peut réaliser cela en plaçant un écran percé de deux trous (ou deux fentes parallèles) sur le trajet de l'onde incidente. On aura réalisé des trous (ou fentes) d'Young.

D'autres systèmes, comme les miroirs ou les biprismes de Fresnel permettent également de réaliser la division du front d'onde.



2. Division d'amplitude

Plutôt que de diviser le front d'une onde primaire, on peut diviser son amplitude en utilisant des lames partiellement réfléchissantes : une partie de l'onde est réfléchiée et une autre partie est transmise. Par des jeux de réflexion et/ou transmission successives, on peut ensuite recombiner deux (ou plusieurs) ondes (cf. TP Michelson, Fabry-Perrot). Plus quotidiennement nous réalisons cela avec des bulles de savon ou des flaques d'eau couvertes d'huile (cf. TP L2, « Mécanique des fluides »/Surface d'une lame de savon).

G. INTERFERENCES A N ONDES

Le phénomène d'interférences est généralisable à 3, 4 ... N ondes issues de sources synchrones. Dans ce cas, l'intensité résultante n'est plus distribuée de manière sinusoïdale comme pour N=2. Les conditions d'interférences constructives se renforcent et les franges claires apparaissent d'autant plus fines que le nombre d'ondes qui interfèrent au point M augmente. La forme générale de la modulation de l'intensité résultante, au point M, est donnée, pour des sources distantes de a, par la relation:

$$I(M) \approx A_0^2 \frac{\sin^2\left(N \frac{\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad \text{avec} \quad \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin(\beta) \quad \text{et} \quad \text{tg } \beta = \frac{y}{D}$$

β est l'angle donnant la direction de diffusion de la lumière, vers le point M.

On verra des maxima d'intensité, qu'on appellera maxima principaux, lorsque la condition $\sin \frac{\varphi}{2} = 0$ sera vérifiée. Il apparaît alors entre les maxima principaux N-2 maxima secondaires et N-1 extinctions, qui sont liées à la condition $\sin \frac{N\varphi}{2} = 0$. Les maxima principaux de cette fonction sont alors donnés par $\varphi/2 = k\pi$ (ondes en phase $\Rightarrow$ interférences constructives) et les zéros (extinctions) sont donnés par la relation $N\varphi/2 = m.\pi$ où m est un entier positif ou négatif non multiple de N.

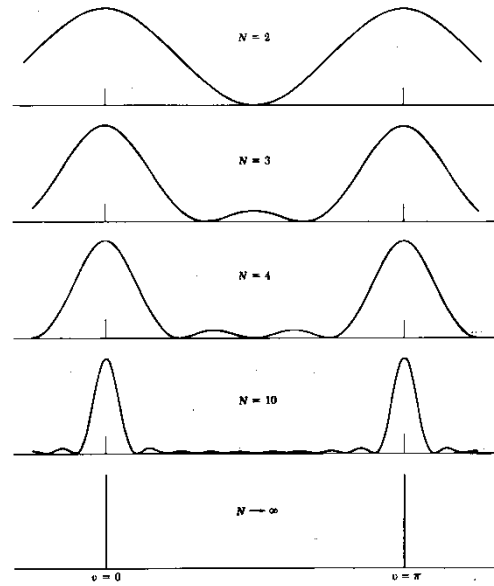
On remarque que la distance entre deux maxima principaux reste inchangée si la distance entre les sources (pas « a ») est constante.

1. N petit ($2 \leq N < 10$)

Tant que le nombre de sources secondaires, N , reste faible, on observe une modulation faible de l'intensité, avec éventuellement des maxima secondaires, de faible intensité entre deux maxima principaux consécutifs.

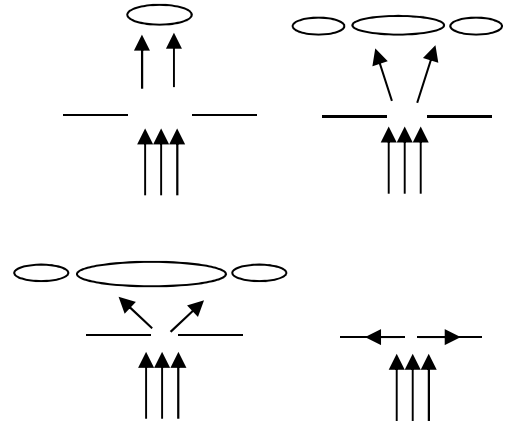
2. N Grand ($N \gg 10$)

Les maxima principaux deviennent de plus en plus étroits (« piqués ») et de plus en plus intenses. La limite pour $N \rightarrow \infty$ est une série de pics de Dirac.



H. DIFFRACTION

La diffraction intervient lorsque l'on place un objet unique, de dimension (L) proche de la longueur d'onde λ , sur le trajet d'une onde (plane ou sphérique) propagative. On utilise souvent des écrans opaques percés d'un trou (ou d'une fente). On observe alors la diffusion de la lumière sur un angle solide d'autant plus grand que le trou est petit. Cette situation est schématisée par la figure ci-contre où l'on passe de la situation de l'optique géométrique ($L \gg \lambda$), à une situation où le trou apparaît comme opaque ($L < \lambda$).

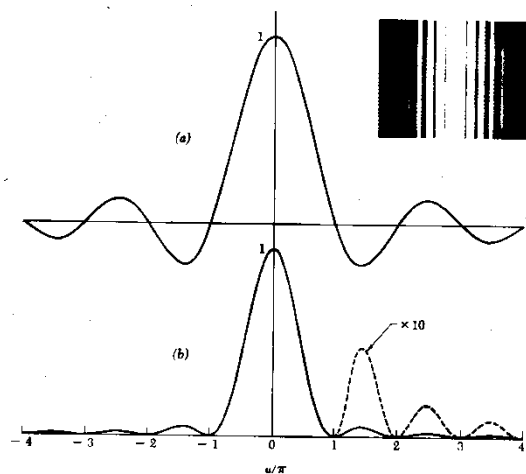


1. Expression de l'intensité diffractée par une fente simple

On se place ici dans l'approximation de Fraunhofer (source placée à l'infini et observation à l'infini). L'intensité diffractée par une fente de largeur s dans la direction d'observation θ (voir figure) est donnée par :

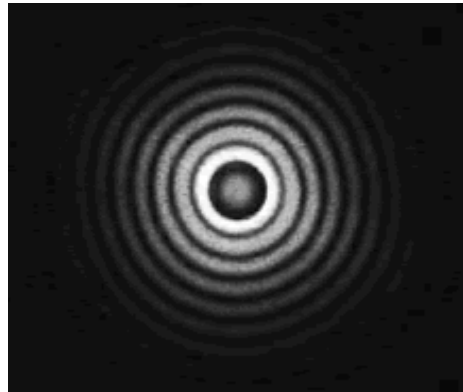
$$I(u) = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \quad \text{où} \quad u = \frac{\pi s}{\lambda} \sin(\theta)$$

Cette fonction est représentée sur la figure ci-contre. Elle présente des extinctions pour $u = n\pi$, et les maxima secondaires sont donnés par les racines de l'équation $\tan(u) = u$.



2. Observation de la diffraction par un trou circulaire

Dans la figure ci-contre, l'intensité de la partie centrale de la figure de diffraction a été atténuée, de façon à pouvoir observer les anneaux concentriques et les minima d'intensité. En effet, une proportion importante de l'énergie lumineuse (environ 80%) est concentrée dans la tâche centrale, ce qui abouti à une surexposition du capteur photographique et une perte de contraste rendant l'image inexploitable.



Crédit photo : <http://www.lac.u-psud.fr/experiences-optique/fig-diffraction/Figdediff.html>

III. INTRODUCTION A LA POLARISATION

A. ANALOGIE ONDES ELECTROMAGNETIQUES / ONDES MECANIQUES

Historiquement, l'étude de l'optique « ondulatoire » s'est développée (Grimaldi, diffraction, Huygens, ondes, 17^{ème} S) avant la théorie de l'électromagnétisme. De ce fait, l'onde lumineuse a été modélisée à partir de grandeurs scalaires (Young, 1803-1807), comme en mécanique.

Quelques noms et dates :

Grimaldi,	diffraction, 17 ^{ème} S
Huygens,	ondes + réflexion-réfraction + diffraction, 17 ^{ème} S
Newton,	théorie corpusculaire + réflexion-réfraction + couleurs, 17 ^{ème} S
Young,	ondes + interférences (article 1802 / Analogie son / lumière), 18 ^{ème} S / 19 ^{ème} S
Fresnel,	ondes + interférences + polarisation, 18 ^{ème} S / 19 ^{ème} S
Malus	(Article 1809, polarisation, 1810, biréfringence)
Maxwell,	(article 1873, Equations couplées dites de « Maxwell »)

B. DEFINITIONS

La lumière est bien une onde électromagnétique... !

On qualifiera de **direction de polarisation**, la direction du vecteur $\vec{E}$, à chaque instant t.

On qualifiera de **direction de propagation** la direction suivant laquelle l'onde lumineuse se propage. Celle-ci est repérée par le vecteur ($\vec{k}$).

Le **plan de polarisation** est défini par le couple de vecteurs ($\vec{E}$, $\vec{k}$).

Le **plan d'onde** est défini par le couple de vecteurs ($\vec{E}$, $\vec{B}$).

C. LUMIERE « NATURELLE »

La lumière dite « naturelle » est produite par rayonnement du corps noir (soleil, filament W....) ou excitation/désexcitation d'un gaz par une décharge électrique (foudre, lampe à décharge, tube « fluo »,....) (voir aussi le TP-Michelson2). Dans le cas général elle ne présente pas d'état de polarisation particulier : toutes les directions de $\vec{E}$, en moyenne, sont présentes.

Pour pouvoir observer et « mesurer » un état de polarisation, il va donc falloir effectuer une « mise en forme » de la lumière :

- soit en sélectionnant un état particulier de la lumière naturelle (polariseurs)
- soit en modifiant l'état de polarisation (biréfringence)
- soit en produisant directement de la lumière polarisée (LASER polarisé)

D. PHENOMENES NATURELS DE POLARISATION.

L'atmosphère terrestre va polariser partiellement la lumière du soleil : ce phénomène est mis à profit par les photographes qui utilisent de filtres polarisants pour accentuer la couleur bleue du ciel et, de ce fait, augmenter le contraste entre « sujet » et « fond »².

La réflexion sur un dioptrite limitant un milieu « polaire » va également entraîner une polarisation partielle, ou totale, de la lumière réfléchi³ (« réflexion vitreuse », incidence de Brewster,...voir TP-Polariseurs). L'eau étant un liquide polaire, on observera ce phénomène sur les étendues d'eau (mer, lacs,...), de neige (glaciers). Les fabricant de lunettes de protection solaire utilisent des « verres polarisants » pour atténuer l'intensité de la lumière réfléchi. Ces lunettes sont dédiées aux activités de plein air.

IV. PRODUCTION DE LA LUMIERE POLARISEE

A. SOURCES, TRAINS D'ONDES ET COHERENCE TEMPORELLE

La lumière est produite par désexcitation d'atomes (électrons « périphériques »). Cette désexcitation se produit le plus souvent de manière aléatoire : on dit alors que la **lumière est incohérente** (voir TP Michelson 2 et Cohérence spatiale). Cela veut dire que les ondes associées aux photons émis forment des **paquets d'onde** ou **trains d'onde** de dimension limitée. La dimension caractéristique du train d'onde est sa longueur que l'on nomme **longueur de cohérence** (L_c). A « l'intérieur » du train d'onde, la phase (ϕ) et la direction de polarisation ($\vec{E}$) sont conservées. Par contre, d'un train d'onde à l'autre, la phase (ϕ) et la direction de polarisation ($\vec{E}$) changent de façon aléatoire (incohérente). A une longueur L_c on peut associer un temps τ_c appelé durée de vie de l'excitation, et tel que :

$$\tau_c = \frac{L_c}{v} \quad (v \text{ la célérité de la lumière})$$

Remarque : $\langle L_c \rangle \approx 1.10^{-3} \text{ m}$ (cf TP Michelson 2) et $1 \text{ m} < L_c < 1.10^{-5} \text{ m}$

Donc $\tau_c \approx 3.10^{-12} \text{ s} = 3 \text{ p}$

Il faut comparer τ_c :

- D'une part, à la période de l'onde visible $T \approx 1,67.10^{-15} \text{ s}$ ($\lambda = 500 \text{ nm}$)
- D'autre part, au temps de réponse d'un capteur optique : $\tau_c [1/25 ; 10^{-6}] \text{ s}$

L'état de polarisation est stable sur un temps τ_c mais change 10^6 fois par μs (c'est la direction du vecteur $\vec{E}$ qui change) et la lumière (l'image) que nous observons sur le détecteur (un écran

² Voir par exemple : http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Polarizer_comparison.jpg

³ Voir par exemple : http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Polarizer_comparison2.jpg

par exemple) est la superposition de tous ces états : on dit alors que la lumière n'est pas polarisée car on ne peut pas observer d'état stationnaire (ou même stable sur la durée de mesure).

B. COMMENT OBTENIR DE LA LUMIERE POLARISEE

1. En sélectionnant une direction du vecteur $\vec{E}$

- Filtres dichroïques (Polaroids®) : nommé polariseurs ou analyseurs, en fonction de l'usage
- Prismes biréfringents (Nicoll, Glan-Thomson,...)
- Polarisation sous incidence de Brewster
- Cristaux nématiques (et autres LCD)

En fonction de l'usage que l'on fera d'un polariseur on le nommera :

- **Polariseur** lorsqu'il sélectionne un état de polarisation (rectiligne) bien défini
- **Analyseur** lorsqu'il est utilisé pour déterminer la direction de polarisation (rectiligne) de la lumière incidente.

2. En utilisant une source de lumière déjà polarisée !

LASER polarisé

Ecran LCD

C. COMMENT MODIFIER L'ETAT DE POLARISATION DE LA LUMIERE

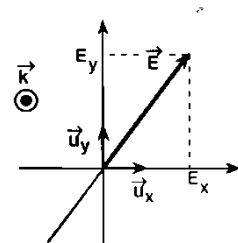
- Polaroids®
- Matériaux biréfringents épais
- Lames minces biréfringentes avec les cas particuliers des lames minces biréfringentes « quart d'onde » et « demi-onde », $\lambda/2$ et $\lambda/4$ (Voir

On suppose, traditionnellement, que la propagation de la lumière se fait dans un milieu isotrope. Pour modifier l'état de polarisation de la lumière, on va donc utiliser des **milieux anisotropes** :

- Chaines de polymères étirées, unidimensionnelles : polaroids, scotch, film à confiture, règles, boîtes en plastique, ...
- Cristaux anisotropes

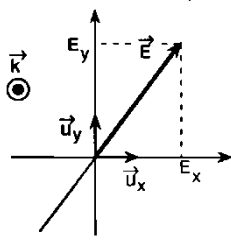
V. CAS PARTICULIERS D'ETAT DE POLARISATION DE LA LUMIERE

La lumière est dite « polarisée » lorsqu'elle présente un **état de polarisation particulier**. Bien souvent (mais c'est un raccourci de langage !), cet état est représenté par une seule direction de polarisation. Il s'agit d'un cas très particulier appelé **polarisation rectiligne**. Néanmoins, il existe d'autres situations caractéristiques de polarisation de la lumière, qui sont la **polarisation elliptique** et son cas particulier qui est la **polarisation circulaire**.



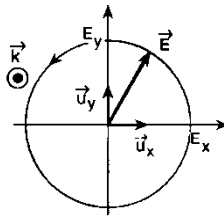
Le terme de lumière polarisée est donc utilisé pour décrire de la lumière dont on sait définir l'état de polarisation.

A. DIFFERENTS ETATS DE POLARISATION



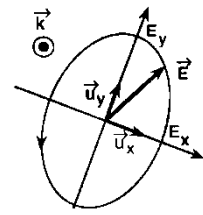
Polarisation linéaire

$$E_x \neq E_y \text{ et } \phi = 0$$



polarisation circulaire gauche

$$E_x = E_y \text{ et } \phi = +\frac{\pi}{2}$$



Polarisation elliptique gauche

$$E_x \neq E_y \text{ et } \phi \in [-\pi, +\pi]$$

Ces différents états de polarisation peuvent être décrits par la combinaison de deux ondes planes E_x et E_y polarisées rectilignement et présentant un certain déphasage ϕ entre elles. Le type de polarisation dépend alors de la valeur de ϕ :

si $\phi = 0$ ou $\pi \Rightarrow$ polarisation rectiligne

si $\phi = \pm \pi/2$ et $E_x = E_y \Rightarrow$ polarisation circulaire

si ϕ quelconque, constant $\Rightarrow$ polarisation elliptique⁴
et $E_x \neq E_y$

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos(\omega t - kr) \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t - kr + \Phi) \end{cases}$$

Ces différents états de polarisation peuvent être obtenus en utilisant des polariseurs (polarisation rectiligne) et/ou des lames biréfringentes (cf § TP Biréfringence).

B. TERMINOLOGIE

On qualifie de **direction de polarisation**, la direction du vecteur $\vec{E}$, à chaque instant t .

On qualifie de **direction de propagation** la direction suivant laquelle l'onde lumineuse se propage. Celle-ci est repérée par le vecteur $(\vec{k})$.

Le **plan de polarisation** est défini par le couple de vecteurs $(\vec{E}, \vec{k})$.

VI. ANALYSE DE LA LUMIERE POLARISEE

A. DETECTEURS

Les détecteurs sont le plus souvent sensibles à l'énergie dépensée, par activation des charges électriques. La grandeur mesurée en sortie du détecteur est proportionnelle à $|\vec{E}|^2$: on parle alors de détecteur quadratique. *L'œil des êtres humains* fait partie de cette catégorie de détecteur et *n'est pas sensible à la polarisation de la lumière*. Il faut donc trouver un moyen de convertir les variations de direction de $\vec{E}$ en une variation d'une grandeur à laquelle l'œil est sensible : on utilise alors les variations d'intensité lumineuses. C'est le rôle de l'analyseur à pénombre.

B. ANALYSEUR A PENOMBRE

⁴ Cas particulier : si $\Phi = 0, \pm \pi/2, \pi$ et $E_{0x} = E_{0y}$ alors la polarisation est également elliptique

L'analyseur à pénombre comporte 3 éléments indispensables :

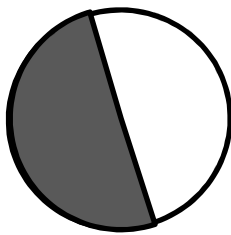
- Un premier polariseur (en entrée)
- Une lame demi-onde ($\lambda/2$, voir § V) qui occupe la moitié du champ de vision.
- Un second polariseur (en position d'analyseur). Une monture tournante et graduée sur laquelle sont montés le polariseur/analyseur et la lame ($\lambda/2$)

Voir l'analyseur « éclaté » en salle de TP

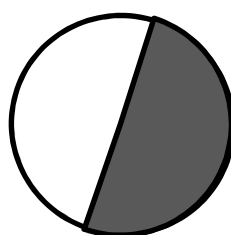
On doit imposer un angle ε entre une ligne neutre de la lame demi-onde et la direction principale du polariseur ($2^\circ \leq \varepsilon \leq 4^\circ$).

Si ces 3 éléments sont solidaires, on pourra s'intéresser à 3 situations particulières :

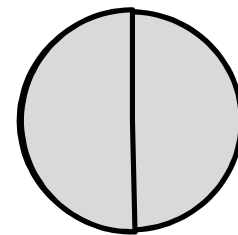
1. Le vecteur. $\vec{E}$ est incident perpendiculaire à A (direction principale du polariseur) et forme un angle $+\varepsilon$ avec L' (ligne neutre de la lame demi-onde) : une moitié d'espace est sombre (extinction).
2. Le vecteur. $\vec{E}$ est incident perpendiculaire à A (direction principale du polariseur) et forme un angle $-\varepsilon$ avec L' (ligne neutre de la lame demi-onde) : l'autre moitié d'espace est sombre (extinction).
3. Le vecteur. $\vec{E}$ est incident parallèle à L' (ligne neutre de la lame demi-onde) et forme un angle $(\frac{\pi}{2} \pm \varepsilon)$ avec A (direction principale du polariseur) : les deux moitiés d'espace sont également, mais faiblement, éclairées : c'est l'équipénombre.



Situation 1
1/2 lune sombre « à gauche »



Situation 2
1/2 lune sombre « à droite »



Situation 3
équipénombre

C. POLARIMETRE DE LAURENT

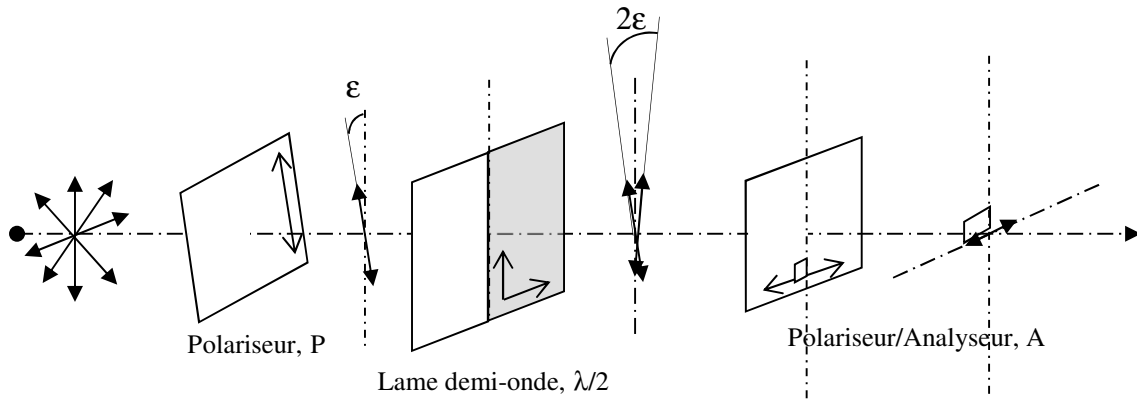
Voir aussi le TP Polarimétrie

Le polarimètre de Laurent est destiné à la mesure du pouvoir rotatoire des solutions chirales ou optiquement actives. C'est une version particulière de l'analyseur à pénombre avec trois modules :

- Une source de lumière naturelle, monochromatique.
- Un polariseur (P) et une lame demi-onde ($\lambda/2$) dont les axes sont décalés de ε . Ces deux éléments sont solidaires, et fixes.
- Un polariseur en position d'analyseur (A).

Dans sa construction, il est très proche de l'analyseur à pénombre décrit ci-dessus. Sa particularité est que le polariseur et la lame demi-onde sont fixes et seul le polariseur/analyseur (A) est monté sur une platine tournante. Le tube contenant la solution optiquement active est placé entre la lame ($\lambda/2$) et l'analyseur.

Evolution de l'état de polarisation de la lumière pendant la traversée de l'analyseur de Laurent :



On s'intéresse aux rayons lumineux qui se propagent suivant l'axe optique, représenté par un trait pointillé horizontal. Les autres traits en pointillés représentent des directions perpendiculaires à l'axe optique et perpendiculaires entre elles. La lumière, non polarisée, est produite par une source monochromatique (lampe spectrale Na). Elle traverse d'abord un **polariseur P** qui définit une direction de polarisation parallèle à sa direction principale. Le sens du vecteur $\vec{E}$ reste indéfini : « vers le haut » ou « vers le bas ». La lumière traverse ensuite un élément dont une moitié est vide et l'autre moitié est occupée par une **lame demi-onde ($\lambda/2$)**. Le faisceau de lumière est alors scindé en deux demi portions qui présentent des états de polarisation symétriques par rapport à une ligne neutre de la lame demi-onde (ouverture angulaire 2ε). Le dernier élément est un **polariseur (A)**, placé en position d'**analyseur** : il peut donc effectuer une rotation de 360° autour de l'axe optique. On obtiendra l'équipénombre lorsque la direction principale de l'analyseur sera perpendiculaire à une des deux lignes neutres de la lame demi-onde ($\lambda/2$). Les composantes du vecteur $\vec{E}$ transmises sont alors de même direction, de sens opposé et d'égale amplitude : l'intensité lumineuse sur chaque demi-portion du faisceau est identique et très faible, c'est l'**équipénombre**.

Si on interpose une solution ayant un pouvoir rotatoire entre l'élément comprenant la lame demi-onde et le polariseur/analyseur, la direction des vecteurs $\vec{E}$ est modifiée et l'équipénombre est « perdue » : il faut alors tourner le polariseur/analyseur d'un angle α , pour « retrouver » l'équipénombre. On mesure alors la valeur de α .

L'angle α mesuré vérifie la **loi de Biot** : $\alpha = [\alpha] l c$

Avec :

- $[\alpha]$, le pouvoir rotatoire de la solution
- l , la longueur de parcours de la lumière dans la solution.
- c , la concentration de la solution

Remarque: comme les polariseurs définissent une direction, mais ne permettent pas de sélectionner un sens pour les vecteurs $\vec{E}$, α ne peut être défini qu'à $k\pi$ près, si l'on n'effectue qu'une seule mesure pour une seule concentration.

VII. CRISTAUX EPAIS ET LAMES BIREFRINGENTES

Dans le *TP Polariseurs*, vous ferez les premières observations avec un cristal biréfringent épais : c'est un cristal de calcite dont les dimensions sont de l'ordre du cm.

Dans le *TP biréfringence* et avec les analyseurs à pénombre vous utiliserez ou vous « mesurerez » des lames minces biréfringentes. Ce sont des lames de mica, d'épaisseur contrôlée comprise entre quelques dizaines et quelques centaines de micron.

- La particularité des ces lames minces est de posséder deux **lignes neutres** : L' et L'' , perpendiculaires entre elles.
- Si la lumière incidente est polarisée rectilignement et parallèle à L' (ou L''), alors la lumière ressort de la lame biréfringente sans changement d'état de polarisation.

Nous utilisons deux lames particulières aux propriétés spécifiques :

1. **Lames « demi-onde » ($\lambda/2$)** : elles permettent de faire « basculer » la direction de polarisation (rectiligne) pour obtenir son symétrique par rapport à une ligne neutre.
2. **Lames « quart d'onde » ($\lambda/4$)** : elles permettent de transformer de la lumière polarisée elliptique (ou circulaire) en lumière polarisée rectiligne, et inversement.

Bibliographie :

- « Optique ondulatoire » - H prépa - 2^{ème} année - Hachette Supérieur – 2004
- « Optique physique », Richard Taillet, 2nd édition, De Boeck – 2006-09
- « Expériences d'optique », R. Duffait, 2nd édition, Bréal, 1997
- « Optique expérimentale », Sextant, Hermannn 1997

Polycopiés de l'ENS Montrouge :

<http://poisson.ens.fr/Collection/documents/polys/p33.pdf>

<http://poisson.ens.fr/Collection/documents/polys/p48.pdf>

INTERFEROMETRE DE MICHELSON : PRINCIPES ET REGLAGES

I.	INTRODUCTION	22
II.	PRINCIPE DE L'INTERFEROMETRE	22
A.	DESCRIPTION- GEOMETRIE DE L' APPAREIL.....	22
B.	DIFFERENTES GEOMETRIES	22
C.	PRINCIPES DES REGLAGES « CLASSIQUES ».....	23
1.	« Coin d'air ».....	23
a)	description.....	23
b)	Calcul de la d.d.m.	23
c)	Calcul de l'interfrange	24
2.	« Lame d'air ».....	25
a)	description.....	25
b)	Calcul de la d.d.m.	25
c)	Rayon des anneaux	26
III.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	28
A.	INVENTAIRE DU MATERIEL	28
B.	DESCRIPTION DE L'INTERFEROMETRE.....	28
1.	Vue de dessus.....	28
2.	Lames séparatrice et compensatrice	28
IV.	MANIPULATIONS ET MESURES	29
A.	REGLAGE AVEC LE LASER	29
B.	FRANGES DE COIN D' AIR / SOURCE SPECTRALE.....	29
C.	CONTACT OPTIQUE	30
D.	FRANGES D'EGALES INCLINAISONS / SOURCE SPECTRALE.....	30

I. INTRODUCTION

L'interféromètre de Michelson est un appareil qui permet de produire des interférences entre deux rayons lumineux, issus d'un même rayon incident. : il s'agit donc d'un **interféromètre à deux ondes**. Son principe repose sur la **division d'amplitude** d'une onde incidente, grâce à une lame séparatrice Σ semi réfléchissante, de pouvoir réflecteur $R = 0,5$.

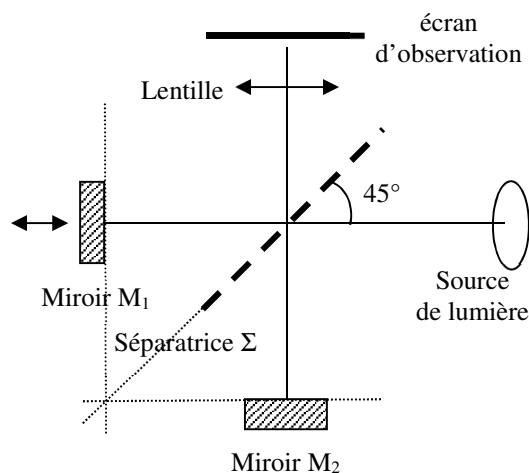
II. PRINCIPE DE L'INTERFEROMETRE

A. DESCRIPTION- GEOMETRIE DE L'APPAREIL

Une représentation schématique de l'appareil est proposée dans la figure ci-contre. L'interféromètre en lui-même est constitué d'une lame séparatrice Σ et de deux miroirs (M_1 , M_2). La lame séparatrice divise l'amplitude de l'onde incidente par 2, formant ainsi deux rayons :

- Un rayon transmis vers M_1 .
- Un rayon réfléchi, à 90° , vers M_2 .

Les deux rayons subissent une réflexion sur les miroirs (M_1 , M_2) et arrivent à nouveau à la séparatrice Σ : celle-ci va à nouveau diviser chacun des 2 rayons incidents en un rayon transmis et un rayon réfléchi. Seuls les rayons transmis vers l'écran d'observation, après réflexion sur (M_1 , M_2) seront utiles pour les observations et les mesures. La moitié de l'énergie de l'onde incidente est finalement réfléchie vers la source lumineuse (et donc inutile pour l'observateur !).



La séparatrice Σ doit être à 45° de la direction du rayon incident et être dans le plan bissecteur des deux miroirs (M_1 , M_2).

B. DIFFERENTES GEOMETRIES

On peut dans un premier temps adopter un réglage parfaitement symétrique de l'interféromètre : miroirs équidistants et parfaitement orthogonaux. On appelle ce réglage le **contact optique**. On peut ensuite introduire, volontairement (ou non...), un écart à « l'idéalité » par différents moyens :

- Former avec les miroirs (M_1 , M_2) un angle dièdre différent de 90° : **coin d'air**
- Déplacer le miroir M_1 de façon à ce que (M_1 , M_2) ne soit plus équidistants : **lame d'air**.
- Changer l'indice du milieu de propagation de la lumière sur l'un des « bras »¹ de l'interféromètre

Du point de vue des interférences, chacune de ces modifications entraîne un changement de chemin optique et donc une variation de la d.d.m..

¹ On appelle bras chacun des chemins allant de la séparatrice vers l'un des miroirs (M_1 , M_2).

C. PRINCIPES DES REGLAGES « CLASSIQUES »

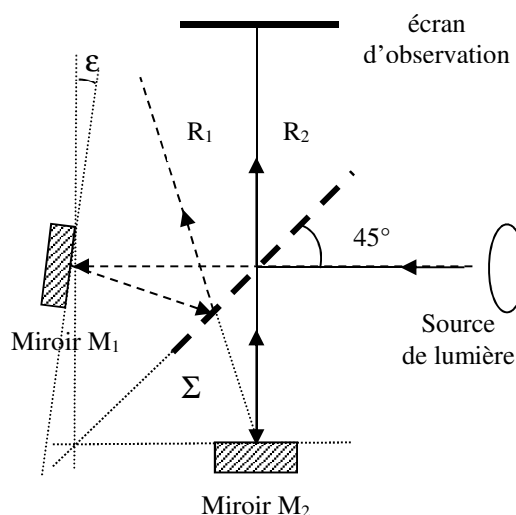
Pour simplifier cette présentation, on supposera que la source de lumière est ponctuelle et monochromatique.

1. « Coin d'air »

Ce réglage peut porter différents nom : « Coin d'air » ou « Franges d'égale épaisseur » ou « Franges de Fizeau ».

a) description

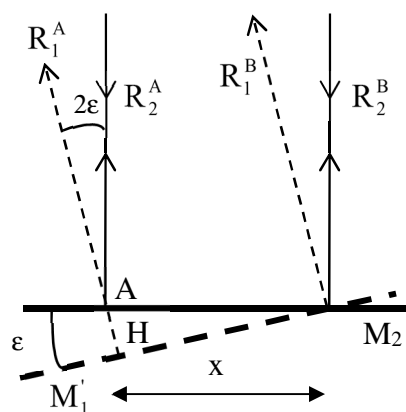
On suppose que le faisceau de lumière incident est parallèle. On « bascule » un des deux miroirs (M_1, M_2), dans le dessin ci-contre c'est le miroir M_1 , de façon à introduire un petit angle par rapport à l'orthogonalité de (M_1, M_2). Cet angle, noté ϵ est appelé angle du "coin d'air". Le rayon réfléchi sur M_1 ne sera plus colinéaire à son rayon incident et l'angle entre les 2 rayons (R_1, R_2) réfléchis respectivement par [$(M_1, \Sigma), M_2$] est de 2ϵ . Sur la figure, le support du rayon R_1 à été prolongé jusqu'au miroir M_2 .



b) Calcul de la d.d.m.

Pour calculer la d.d.m., il faut envisager les interférences entre deux rayons R_1^A et R_2^A , issus de la division d'amplitude, et formant l'angle 2ϵ entre eux. R_1^A a traversé Σ , puis a subi 2 réflexions (sur M_1 puis sur Σ). R_2^A a subi 2 réflexions (sur Σ puis sur M_2).

Pour des raisons de commodité, nous n'avons représenté sur la figure que le bras relatif au miroir M_2 de l'interféromètre. Le miroir M_1 est donc figuré par M_1' , son image par la séparatrice Σ . Considérons deux rayons incidents I_A et I_B , issus de la source, parallèles entre eux. Ces rayons sont divisés par la séparatrice et forment après réflexion sur les miroirs un ensemble de quatre rayons :



- Les rayons R_2^A et R_2^B , réfléchis par Σ puis M_2 , distants de x
- Les rayons R_1^A et R_1^B , transmis par Σ , réfléchis par M_1 , puis réfléchis par Σ : on ne représente, sur le schéma, que le support de ces rayons puisqu'il ont été réfléchis par Σ .

On observe que les rayons R_1^B et R_2^B ne présentent pas de d.d.m., entre eux.

Par contre les deux rayons R_1^A et R_2^A , interfèrent avec une ddm δ , qui correspond à l'avance de R_2^A par rapport à R_1^A .

Soit $\delta = n.2. \overline{HA}$ avec : n , indice de l'air
 $\overline{HA}$ le chemin géométrique

Soit $\overline{HA} = x \sin(\epsilon)$ on trouve : $\delta = \delta(x) = n. x.2.\sin \epsilon$

δ est la différence de marche introduite par la rotation d'un des miroirs. On vérifie que pour un angle ϵ donné, la différence de marche ne dépend que de la distance x . Les conditions particulières d'interférences sont :

$$\begin{aligned} \delta &= p. \lambda && \text{interférences constructives (franges claires)} \\ \delta &= (p + 1/2). \lambda && \text{interférences destructives (franges sombres)} \end{aligned}$$

en identifiant les deux expressions de δ , on trouve la condition (franges claires) :

$$n. x.2.\sin \epsilon = p. \lambda$$

pour $n=1$ (air) et $p=1$ (ordre 1 d'interférence), et pour des angles faibles, on trouve :

$$x = \frac{\lambda}{2\epsilon} \quad \text{Où } x \text{ est la distance d'une frange claire au point } x=0 \text{ (ordre 0).}$$

On observe ainsi sur l'écran une alternance de franges rectilignes claires et sombres correspondant à des ordres p croissants (ou décroissant) et donc à des distances x entre rayons croissantes (ou décroissantes).

c) Calcul de l'interfrange

Considérons deux franges claires successives. Elles correspondent à des rayons qui interfèrent avec les différences de marche:

$$\begin{aligned} \delta_A &= n.x_A.2.\sin \epsilon = (p+1). \lambda \\ \text{et} \quad \delta_B &= n.x_B.2.\sin \epsilon = p. \lambda \end{aligned}$$

Sur le coin d'air, la valeur de l'interfrange est donc donnée par:

$$i = x_A - x_B = \frac{\lambda}{n.2.\sin \epsilon} \approx \frac{\lambda}{n.2\epsilon} \quad \text{pour } \epsilon \text{ petit}$$

Remarques:

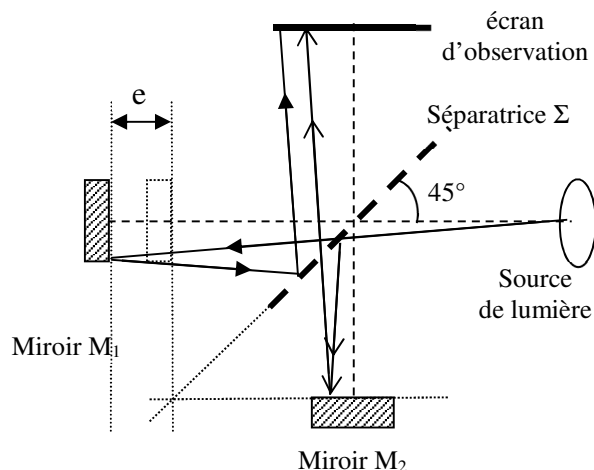
- Les franges sont rectilignes car le système présente une symétrie de translation parallèle à l'angle dièdre.
- Si ϵ est suffisamment petit, la différence de marche supplémentaire $\overline{HA}$ que présente le rayon R_1^A par rapport au rayon R_2^A , correspond simplement à l'épaisseur du coin d'air au point A. Ainsi, les rayons qui contribuent à une même frange, proviennent de régions sur le « coin d'air » de même épaisseur. C'est pourquoi les franges du coin d'air sont aussi appelées franges d'égale épaisseur.
- Les rayons R_1^A et R_2^A , sont sécant à proximité de la surface du miroir M_2 : **la figure d'interférences est donc localisée « sur le miroir M_2 », dans le cas d'une source étendue.**

2. «Lame d'air »

Ce réglage peut porter différents noms : «Lame d'air » ou « Franges d'égale inclinaison » ou « Franges de Haidinger ».

a) Description

A partir de la position du contact optique, il est également possible d'introduire une différence de marche entre les rayons réfléchis par M_1 et M_2 en traduisant l'un des deux miroirs (M_1) parallèlement à lui même. Avec cette géométrie de l'interféromètre, on forme, virtuellement, une lame d'air à faces parallèles, d'épaisseur $2e$ entre M_1' (image de M_1 par Σ) et M_2 . Pour produire des franges d'interférences, il faut cette fois éclairer l'appareil avec une source de lumière formant un faisceau divergent² comportant un grand nombre d'angles d'incidence (compris entre la normale aux



miroirs et un angle limite θ_0). La figure d'interférences se présentera sous la forme de cercles concentriques (symétrie de révolution autour de l'axe optique) : à chacun des cercles correspondra une condition particulière d'interférences et donc un angle d'incidence θ .

b) Calcul de la d.d.m.

Soit L_1 le chemin optique du rayon ayant traversé Σ puis subi 2 réflexions (sur M_1 puis sur Σ) et L_2 le chemin optique du rayon ayant traversé Σ subi 2 réflexions (sur M_2 puis sur Σ) puis ayant traversé Σ .

- Si le rayon incident est perpendiculaire au miroir M_1 , i.e. parallèle à l'axe optique, alors la d.d.m. est

$$\delta_0 = L_1 - L_2 = n \cdot (2e)$$

C'est la d.d.m. au centre de symétrie i.e. au centre de la figure.

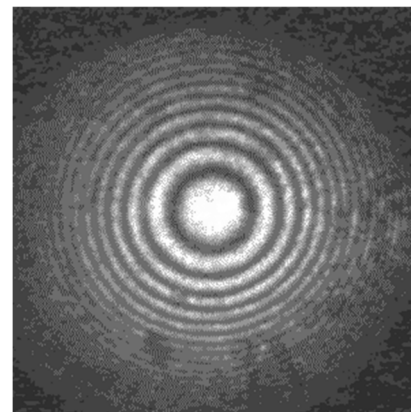
- Si le rayon incident est incliné de θ par rapport à l'axe optique, alors la d.d.m. est :

$$\delta = L_1 - L_2 = n \cdot (2e) \cos \theta$$

(Voir TP Fabry-Perot pour le calcul détaillé de la d.d.m.)

On rappelle que, dans le cas général, on appelle ordre d'interférences, le rapport de la différence de marche sur la longueur d'onde de la lumière utilisée:

$$p = \frac{\delta}{\lambda}$$



² En effet, avec un faisceau de lumière parallèle, tous les rayons se recombineraient avec la même différence de marche et donnerait lieu à un éclaircissement uniforme sur l'écran.

On peut donc calculer l'ordre d'interférence p_0 , au centre de la figure, avec $\delta = n \cdot (2e)$:

$$\text{Avec } n = 1 \quad p_0 = \frac{2e}{\lambda}$$

Remarques :

- L'ordre d'interférence au centre ne sera pas obligatoirement un nombre entier.
- L'ordre de grandeur de λ , dans le visible, étant de $0,5 \mu\text{m}$, les valeurs de p peuvent être assez grandes.

Dans le cas plus général d'une incidence θ , l'ordre d'interférences s'écrit :

$$p = \frac{2e}{\lambda} (\cos \theta) \approx \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right)$$

pour θ suffisamment petit

Remarque :

- pour une épaisseur e donnée de la lame d'air, tous les rayons ayant la même incidence θ appartiennent au même ordre d'interférences, c'est à dire à une même frange. Les **franges d'interférences** sont donc ici des **anneaux** appelés « **anneaux d'égaux inclinaisons** ». Lorsque l'ordre sera entier, on observe une frange claire (maxi d'intensité donc interférences constructives). Lorsque l'ordre sera demi-entier, on observe une frange sombre (mini d'intensité donc interférences destructives).
- Les rayons émergents du Michelson et se propageant vers l'écran d'observation sont parallèles entre eux : **la figure d'interférence est donc localisée à « l'infini »**, dans le cas d'une source étendue.

c) Rayon des anneaux³

Les rayons émergents étant parallèles entre eux on peut donc placer une lentille convergente (L), de distance focale image f , en sortie du Michelson et observer une image nette de la figure d'interférence dans le plan focal image de cette lentille. L'écran d'observation sera logiquement placé dans ce plan, pour observer les anneaux formant la figure d'interférence.

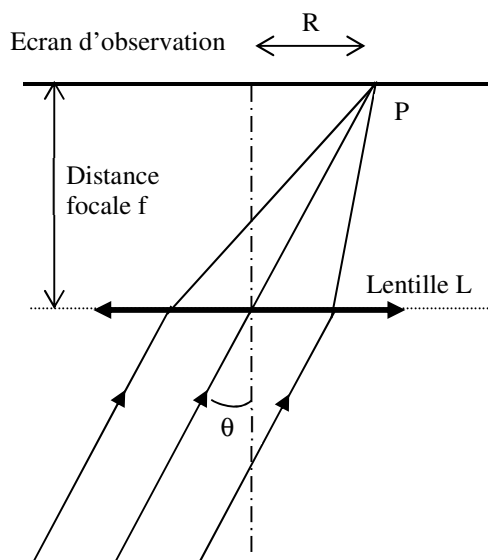
Considérons sur l'écran un point P appartenant par exemple à une frange claire de rayon R . L'ordre d'interférence pour cet anneau s'écrit donc :

$$p \approx \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) = \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{R^2}{2f^2}\right)$$

puisque $\tan \theta \sim \theta \sim R/f$, avec f distance focale de la lentille.

En différentiant cette expression on obtient :

$$\Delta p = - \frac{2 \cdot e \cdot R}{\lambda \cdot f^2} \cdot \Delta R$$



³ Voir également le TP Fabry-Perrot

Cette expression montre que l'ordre d'interférences diminue quand le rayon des anneaux augmente.

De plus, pour deux anneaux consécutifs de rayons R_1 et R_2 ($R_2 > R_1$) on a $\Delta p = -1$ et par conséquent:

$$\Delta R = \frac{\lambda f^2}{2.e.R}$$

Enfin, soit p_i , l'ordre d'interférences du $i^{\text{ème}}$ anneau à partir du centre et p_k , l'ordre d'interférences du $k^{\text{ème}}$ anneau ($k > 1$). On a alors:

$$p_i - p_k = k - i = \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{R_i^2}{2f^2}\right) - \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{R_k^2}{2f^2}\right) = \frac{e}{\lambda f} (R_k^2 - R_i^2)$$

$$\text{d'où } (R_k^2 - R_i^2) = (k - i) \cdot \frac{\lambda f^2}{e}$$

Les carrés des rayons des anneaux $R_0^2, R_1^2, R_2^2, \dots$ suivent donc une progression arithmétique de raison $\frac{\lambda f^2}{e}$.

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A. INVENTAIRE DU MATERIEL

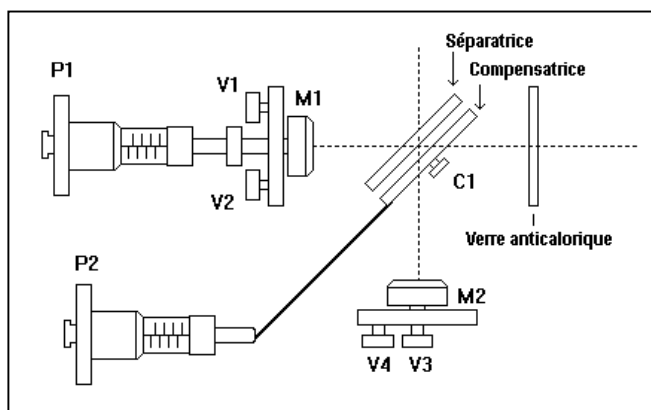
Vous disposez du matériel suivant:

- un interféromètre de marque SOPRA
- un laser He-Ne 2mW de faible divergence $\lambda_{\text{He-Ne}} = 632,8 \text{ nm}$
- une lampe spectrale à vapeur de mercure (+ filtre interférentiel) $\lambda_{\text{vert-Hg}} = 546,1 \text{ nm}$
- un condenseur (lentille de grand diamètre et courte focale).
- un jeu de lentilles convergentes ($f' \approx +15 \text{ cm}$ et $f' \approx +50 \text{ cm}$)
- un écran opaque monté sur le banc et un écran blanc de grandes dimensions (et le mur ...)
- Facultatif : un écran translucide (calque ou dépoli) – Objectif de microscope

B. DESCRIPTION DE L'INTERFEROMETRE

1. Vue de dessus

Les miroirs M_1 et M_2 sont montés sur des supports orientables par des vis micrométriques. Les vis V_1 et V_2 permettent le réglage (« bascule ») du miroir M_1 alors que les vis V_3 et V_4 permettent le réglage du miroir M_2 . Le miroir M_1 est de plus, monté sur un chariot muni d'une vis micrométrique P_1 permettant une translation rectiligne. De ce fait le miroir M_1 conserve son orientation par rapport à l'axe optique.



2. Lames séparatrice et compensatrice

La lame séparatrice Σ est constituée d'une lame de verre dont la face extérieure (dirigée vers la source) est métallisée. L'épaisseur de cette couche métallique est telle que le coefficient de réflexion est $R = 0,5$. Cette lame est fixe par construction. Une seconde lame de verre, non métallisée, de même épaisseur que Σ permet de compenser la variation de chemin optique engendrée par la traversée de la lame séparatrice⁴. Cette lame est appelée lame compensatrice. Elle peut être orientée autour d'un axe horizontal par la vis C_1 et autour d'un axe vertical par la vis micrométrique P_2 .

⁴ Pour plus de détail, voir « Optique expérimentale », Sextant, Hermann (1997), chp III, p 144

IV. MANIPULATIONS ET MESURES

Attention :

- on a vu (§I à III) que dans les relations donnant la d.d.m. ou l'ordre d'interférence, intervenait la longueur d'onde $\lambda \approx 0,5 \mu\text{m}$. Toutes les vis de réglages sont faites pour agir sur cette échelle de longueur : elles sont donc très sensibles et parfois fragiles. La plupart du temps, une fraction de rotation suffira pour régler ou dérégler l'interféromètre (à l'exception de la vis du chariot).
- Les pièces réfléchissantes sont métallisées en face avant : toute rayure ou marque de doigt est irrémédiable. Comme pour tous les équipements optiques, nous vous demandons de manipuler avec le plus grand soin.

A. REGLAGE AVEC LE LASER

- Vérifier « à l'œil » que les bancs sont alignés avec le Michelson et orthogonaux entre eux. Placer un écran opaque sur le banc en sortie du Michelson.
- Placer et aligner le laser sur le banc optique, face à M_1 . Centrer le faisceau sur M_1 puis sur M_2 .

Si l'interféromètre est dérégulé, vous devez alors observer sur l'écran un grand nombre de taches dispersées.

- Agir (délicatement !) sur les vis micrométriques pour observer quelle est l'origine de cet ensemble de taches. Noter l'action de ces différentes vis de réglage.
- Régler le parallélisme de la lame compensatrice et de la lame séparatrice: pour cela, agir sur la vis C_1 afin de regrouper les taches suivant deux lignes horizontales, puis agir sur la vis P_2 afin de regrouper au mieux les taches au sein de chaque ligne.
- Agir sur les vis de réglage V_1 et V_2 du miroir M_1 afin d'amener en coïncidence les taches qui subsistent (en particulier, les 2 plus intenses). A ce stade, les miroirs M_1 et M_2 sont perpendiculaires à ε près. Vous avez donc formé un coin d'air. Vous pouvez observer des franges d'interférences dans la tache principale.

B. FRANGES DE COIN D'AIR / SOURCE SPECTRALE

- Laisser le laser en place (en cas d'insuccès du réglage qui suit).
- Placer la lampe spectrale et éclairer l'interféromètre avec un faisceau de lumière parallèle (approximativement) en utilisant le condenseur optique (ou une simple lentille) convenablement placé. Pour cela, il suffit de disposer la source et le condenseur loin de l'interféromètre (en bout de banc, par exemple), puis de déplacer le condenseur pour maximiser la lumière sur l'écran placé en sortie du Michelson.
- En regardant, à l'œil nu, dans la direction du miroir M_2 vous devez alors observer sur celui-ci des franges rectilignes, plus ou moins fines.

Astuce : on peut intercaler, à l'entrée du Michelson, un écran dépoli pour les observations à l'œil nu. On peut alors effectuer tout le réglage de l'interféromètre. Par contre, il faudra retirer le dépoli pour faire une projection.

Si le contraste des franges est médiocre, on peut agir sur la translation de M_1 pour l'optimiser.

Si les franges sont invisibles, revenez au LASER et vérifiez que les franges apparaissent dans les « tâches ».

- Lorsque le contraste vous semble satisfaisant, projetez ces franges, à l'aide d'une lentille placée en sortie du Michelson ($f' \approx +15 \text{ cm}$), sur un écran placé sur l'axe d'observation. Affinez les réglages, si besoin.

- **Déterminez la valeur de l'angle du coin d'air (ϵ)** correspondant à la figure d'interférence observée. On fera plusieurs mesures (au moins 2) pour des angles ϵ différents (i.e. franges « fines » et franges « larges »).

C. CONTACT OPTIQUE

Supprimer le coin d'air afin de rendre M_1 et M_2 parfaitement perpendiculaires. Pour cela, agir délicatement sur les vis de réglage de M_1 afin d'élargir les franges, jusqu'à en observer une seule sur l'écran (claire ou sombre). Les franges peuvent alors être fortement déformées du fait des « défauts » des miroirs.

L'interféromètre est alors proche du contact optique (C.O.) :

- Miroirs orthogonaux (à une fraction de ϵ près).
- Chemins optiques (L_1, L_2) identiques (à quelques $1/100^\circ$ de mm près) pour les deux bras de l'interféromètre.

Important : notez la valeur lue sur la *vis micrométrique du chariot au C.O.* Lorsque vous serez perdus, vous replacerez le chariot à cette valeur.

D. FRANGES D'EGALES INCLINAISONS / SOURCE SPECTRALE

Pour modifier le réglage de l'interféromètre, des franges d'égale épaisseur aux franges d'égale inclinaison, on passera par le contact optique.

Procédure :

- Eclairer tout d'abord l'interféromètre par un faisceau de lumière convergent en rapprochant le condenseur (ou lentille) et la source spectrale de l'interféromètre. Ajouter une lentille convergente si nécessaire.
- Tourner la vis micrométrique P_1 pour translater le miroir M_1 de quelques $1/10^\circ$ de mm, afin de s'éloigner du contact optique et de créer une lame d'air (virtuelle) d'épaisseur (e). A ce stade vous devez alors observer des anneaux concentriques, soit à grande distance (observation sur le mur) soit en regardant directement le miroir M_1 depuis la sortie du Michelson.
- Projetez la figure d'interférence sur l'écran à l'aide d'une lentille ($f' \approx + 50$ cm).
- Modifier la position et le nombre d'anneaux en agissant toujours sur P_1 .
- Notez sur quel domaine de position(s) de la vis P_1 vous conservez une figure d'interférence contrastée (c'est-à-dire avec un contraste « acceptable »).
- Notez l'évolution des anneaux en fonction des variations d'épaisseur de la lame d'air (e) : apparition ou disparition au centre de la figure, sortie ou entrée dans le champ d'observation, évolution de l'ordre d'interférence, rayon, nombre....

Remarque : vous aurez à reprendre ces réglages dans le prochain TP sur l'interféromètre de Michelson. Il est donc conseillé de noter soigneusement les procédures de réglage et les observations que vous avez faites (succès et échecs...).

INTERFEROMETRE DE MICHELSON : EXEMPLES DE MESURES INTERFEROMETRIQUE

I.	INTRODUCTION	32
II.	RAPPEL DES PRINCIPES DE L'INTERFEROMETRE	32
A.	DESCRIPTION- GEOMETRIE DE L' APPAREIL.....	32
B.	DIFFERENTES GEOMETRIES	32
C.	RAPPEL DES REGLAGES « CLASSIQUES ».....	32
1.	« Coin d'air ».....	32
a)	description.....	32
b)	Expression de la d.d.m.	33
c)	Expresion de l'interfrange.....	33
2.	« lame d'air ».....	34
a)	Description.....	34
b)	Expression de la d.d.m.	34
c)	Rayon des anneaux	35
III.	COHERENCE TEMPORELLE.....	35
A.	LARGEUR SPECTRALE ET TRAIN D'ONDE :	35
B.	INTERFERENCES DE TRAINS D'ONDE	36
IV.	NOTION D'INDICE OPTIQUE ET MESURES INTERFEROMETRIQUES	37
A.	PRESENTATION	37
B.	VARIATIONS DE LA D.D.M.	37
V.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	38
A.	INVENTAIRE DU MATERIEL	38
1.	Description de l'interféromètre OVIO.....	39
2.	Description de l'interféromètre UHP	39
B.	MANIPULATIONS	40
1.	Réglage de l'interféromètre OVIO.....	40
2.	Evaluation d'une largeur spectrale.....	40
3.	Mesure de l'indice d'un gaz.....	41

I. INTRODUCTION

On a vu dans le TP Michelson 1 que l'interféromètre de Michelson permettait de produire des interférences entre deux rayons lumineux, issus d'un même rayon incident. On va maintenant mettre à profit cet appareil pour d'une part mesurer la largeur spectrale d'une source et d'autre part faire la mesure de l'indice (optique) de l'air avec une grande précision.

II. RAPPEL DES PRINCIPES DE L'INTERFEROMETRE

A. DESCRIPTION- GEOMETRIE DE L'APPAREIL

L'interféromètre est constitué d'une lame séparatrice Σ et de deux miroirs (M_1 , M_2). La lame séparatrice divise l'amplitude de l'onde incidente par 2, formant ainsi deux rayons :

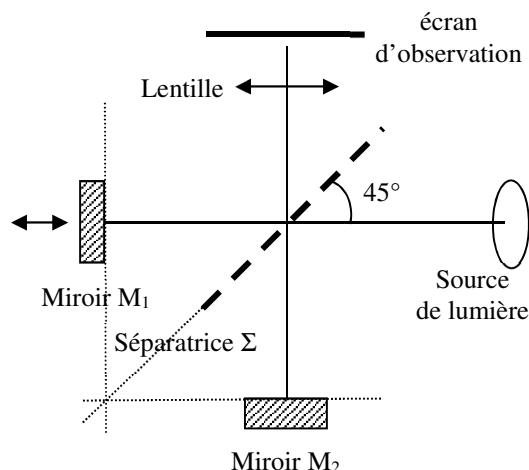
- Un rayon transmis vers M_1 .
- Un rayon réfléchi, à 90° , vers M_2 .

La séparatrice Σ doit être à 45° de la direction du rayon incident et être dans le plan bissecteur des deux miroirs (M_1 , M_2).

B. DIFFERENTES GEOMETRIES

On peut dans un premier temps adopter un réglage parfaitement symétrique de l'interféromètre : miroirs équidistants et parfaitement orthogonaux. On appelle ce réglage le **contact optique**. On peut ensuite introduire un écart à « l'idéalité » par différents moyens :

- Former avec les miroirs (M_1 , M_2) un angle dièdre différent de 90° : **coin d'air**
- Déplacer le miroir M_1 de façon à ce que (M_1, M_2) ne soit plus équidistants : **lame d'air**.
- Changer l'indice du milieu de propagation de la lumière sur l'un des « bras »¹ de l'interféromètre



Du point de vue des interférences, chacune de ces modifications entraîne un changement de chemin optique et donc une variation de la d.d.m..

C. RAPPEL DES REGLAGES « CLASSIQUES »

1. « Coin d'air »

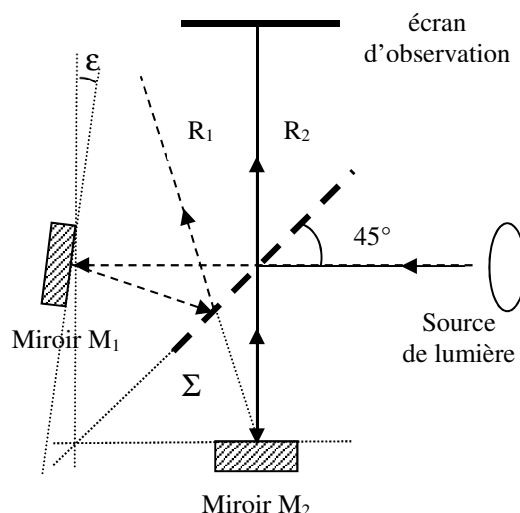
Ce réglage peut porter différents nom : « Coin d'air » ou « Franges d'égale épaisseur » ou « Franges de Fizeau ».

a) description

On suppose que le faisceau de lumière incident est parallèle. On « bascule » un des deux miroirs (M_1, M_2), dans le dessin ci-contre c'est le miroir M_1 , de façon à introduire un petit angle

¹ On appelle bras chacun des chemins allant de la séparatrice vers l'un des miroirs (M_1 , M_2).

par rapport à l'orthogonalité de (M_1, M_2) . Cet angle, noté ε est appelé angle du "coin d'air". Le rayon réfléchi sur M_1 ne sera plus colinéaire à son rayon incident et l'angle entre les 2 rayons (R_1, R_2) réfléchis respectivement par $[(M_1, \Sigma), M_2]$ est de 2ε . Sur la figure, le support du rayon R_1 à été prolongé jusqu'au miroir M_2 .



b) Expression de la d.d.m.

Soit $\delta = n \cdot \overline{HA}$ avec : n , indice de l'air
 $\overline{HA}$, le chemin géométrique
 $\overline{HA} = x \sin(2\varepsilon)$ $\delta = \delta(x) = n \cdot x \cdot \sin 2\varepsilon$

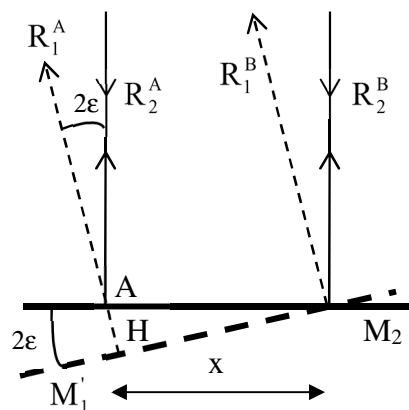
Les conditions particulières d'interférences sont :

$\delta = p \cdot \lambda$ interférences constructives (franges claires)
 $\delta = (p + 1/2) \cdot \lambda$ interférences destructives (franges sombres)

on trouve donc la condition (franges claires) :

$$x = \frac{p\lambda}{n \sin 2\varepsilon}$$

On observe ainsi sur l'écran une alternance de franges rectilignes claires et sombres correspondant à des ordres p croissants (ou décroissant) et donc à des distances x entre rayons croissantes (ou décroissantes).



c) Expression de l'interfrange

Sur le coin d'air, la valeur de l'interfrange est donnée par:

$$i = x_A - x_B = \frac{\lambda}{n \cdot \sin 2\varepsilon} \approx \frac{\lambda}{n \cdot 2\varepsilon} \quad \text{pour } \varepsilon \text{ petit}$$

Remarques:

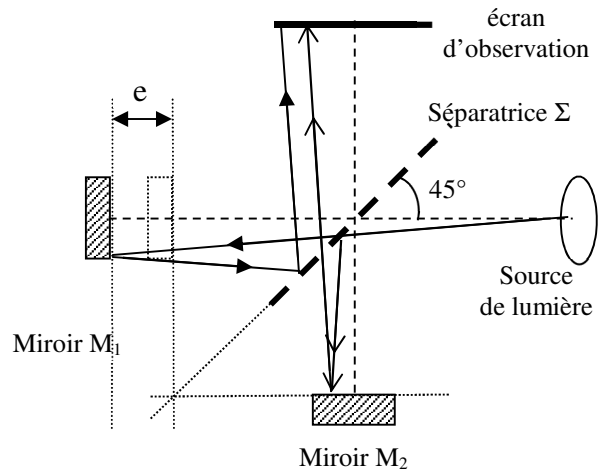
- Les franges sont rectilignes car le système présente une symétrie de translation parallèle à l'angle dièdre.
- Les rayons qui contribuent à une même frange, proviennent de régions sur le « coin d'air » de même épaisseur. C'est pourquoi les franges du coin d'air sont aussi appelées franges d'égale épaisseur.
- La figure d'interférences est localisée « sur le miroir M_2 » (cas d'une source étendue).

2. « lame d'air »

Ce réglage peut porter différents nom : « lame d'air » ou « Franges d'égale inclinaison » ou « Franges de Haidinger ».

a) Description

A partir de la position du contact optique, on introduit une différence de marche entre les rayons réfléchis par M_1 et M_2 en traduisant l'un des deux miroirs (M_1) parallèlement à lui même. Avec cette géométrie de l'interféromètre, on forme, virtuellement, une lame d'air à faces parallèles, d'épaisseur $2e$ entre M_1' (image de M_1 par Σ) et M_2 . Pour produire des franges d'interférences, il faut cette fois éclairer l'appareil avec une source de lumière formant un faisceau divergent² comportant un grand nombre d'angles d'incidence (compris entre la normale aux miroirs et un angle limite θ_0). La figure d'interférences se présentera sous la forme de cercles concentriques (symétrie de révolution autour de l'axe optique) : à chacun des cercles correspondra une condition particulière d'interférences et donc un angle d'incidence θ .



b) Expression de la d.d.m.

$$\delta(\theta) = n \cdot (2e) \cos\theta$$

On rappelle que, dans le cas général, on appelle ordre d'interférences, le rapport de la différence de marche sur la longueur d'onde de la lumière utilisée :

$$p = \frac{\delta}{\lambda}$$

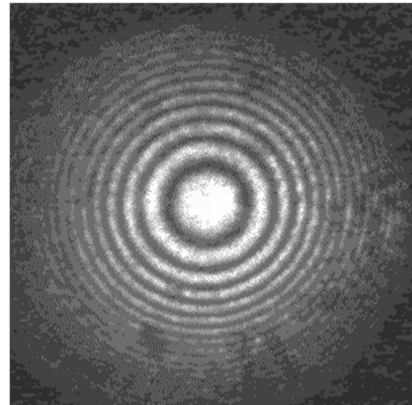
On peut donc calculer l'ordre d'interférence p_0 , au centre de la figure, avec $\delta = n \cdot (2e)$:

Dans le cas plus général d'une incidence θ , l'ordre d'interférences s'écrit :

$$p = n \frac{2e}{\lambda} (\cos\theta) \approx n \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right)$$

pour θ suffisamment petit

Rappel : les rayons émergent du Michelson et se propageant vers l'écran d'observation sont parallèles entre eux : **la figure d'interférence est localisée à « l'infini »** (cas d'une source étendue).



² En effet, avec un faisceau de lumière parallèle, tous les rayons se recombineraient avec la même différence de marche et donneraient lieu à un éclairage uniforme sur l'écran.

c) Rayon des anneaux

Considérons sur l'écran un point P appartenant par exemple à une frange claire de rayon R. L'ordre d'interférence pour cet anneau s'écrit donc:

$$p \approx \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) = \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{R^2}{2f^2}\right)$$

puisque $\tan \theta \sim \theta \sim R/f$, avec f distance focale de la lentille.

En différenciant cette expression on obtient:

$$\Delta p = - \frac{2.e.R}{\lambda.f^2} . \Delta R$$

Cette expression montre que l'ordre d'interférences diminue quand le rayon des anneaux augmente.

De plus, pour deux anneaux consécutifs de rayons R_1 et R_2 ($R_2 > R_1$) on a $\Delta p = -1$ et par conséquent:

$$\Delta R = \frac{\lambda.f^2}{2.e.R}$$

Enfin, soit p_i , l'ordre d'interférences du $i^{\text{ème}}$ anneau à partir du centre et p_k , l'ordre d'interférences du $k^{\text{ème}}$ anneau ($k > i$). On a alors:

$$p_i - p_k = k - i = \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{R_i^2}{2f^2}\right) - \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{R_k^2}{2f^2}\right) = \frac{e}{\lambda f} (R_k^2 - R_i^2)$$

$$\text{d'où } (R_k^2 - R_i^2) = (k - i) . \frac{\lambda f^2}{e}$$

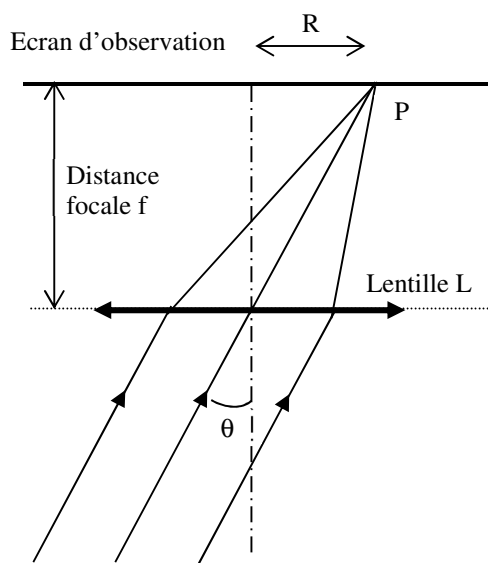
Les carrés des rayons des anneaux $R_0^2, R_1^2, R_2^2, \dots$ suivent donc une progression arithmétique de raison $\frac{\lambda f^2}{e}$.

Nous avons supposé jusqu'alors que la source de lumière était monochromatique : si cette hypothèse est plutôt bien vérifiée lorsque l'on utilise un laser, ce n'est plus tout à fait le cas lorsque l'on utilise une source spectrale. On va donc utiliser l'interféromètre de Michelson pour étudier les propriétés (de cohérence) d'une source spectrale particulière.

III. COHERENCE TEMPORELLE

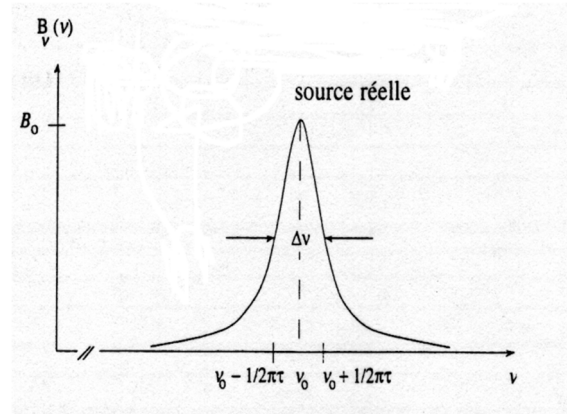
A. LARGEUR SPECTRALE ET TRAIN D'ONDE :

Une source parfaitement monochromatique n'existe pas car une telle source donnerait lieu à des trains d'ondes de longueur infinie (cf. cours de Mécanique Quantique, relation d'Heisenberg : $\Delta v . \Delta \tau \approx 1$)³. Les lasers et les sources spectrales présentent des raies (spectrales) qui ont une structure interne et que l'on modélise par une Lorentzienne centrée sur v_0 et de largeur à mi-hauteur Δv , ce pour chacune des raies prise individuellement.



³ On rappelle que l'énergie d'un photon est $E = h\nu$

On associe à la largeur de la raie un train d'onde de longueur finie L . Les deux variables L et $\Delta\nu$ sont reliées par transformée de Fourier, ce qui permet de passer de l'espace géométrique (L) à l'espace des fréquences (ν).



La vitesse de la lumière étant c , on trouve que la « durée » d'un train d'onde de longueur L est $\Delta\tau$. La lumière que nous observons est donc formée d'une succession de trains d'ondes. En effet, les photons sont émis par désexcitation spontanée (donc aléatoire) et les trains d'ondes se succèdent avec des intervalles de temps irréguliers, avec une durée moyenne d'un paquet constante, égale à $\Delta\tau$. On peut alors associer à ces trains d'onde une longueur caractéristique L_c :

$L_c = c \Delta\tau$ c'est la longueur du train d'onde, appelée **longueur de cohérence**.
 $\Delta\tau$ est la « durée de vie » de l'état excité

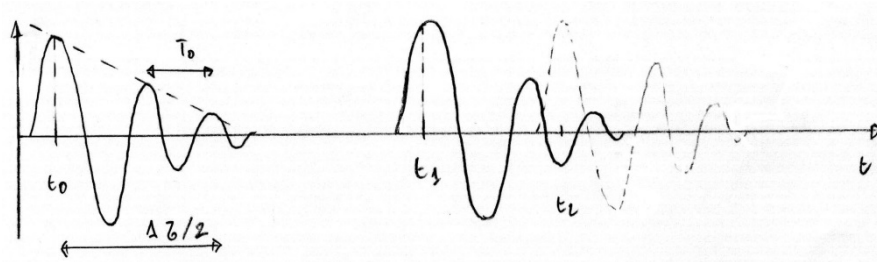
On peut montrer que $L_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$ avec $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$

B. INTERFERENCES DE TRAINS D'ONDE

Observons deux trains d'onde qui interfèrent (se « recouvrent ») :

- S'ils sont obtenus par **division d'amplitude** d'un **même train d'onde**, ils possèdent la même phase à l'origine ϕ . Le déphasage total n'est dû qu'à la différence de chemin optique (ou différence de marche) entre les deux bras de l'interféromètre et est donc indépendant du temps.
- S'ils sont obtenus par **division d'amplitude** de **deux trains d'onde différents**, ils ne possèdent pas la même phase à l'origine ϕ et sont caractérisés par deux phases à l'origine différentes, ϕ_1 et ϕ_2 . Or les valeurs que prennent ces phases sont aléatoires et changent avec la période du train d'onde ($T \approx 10^{-12}$ s pour une lampe spectrale) : les sources ne sont plus synchrones⁴, ce qui entraîne le brouillage des franges d'interférences sur l'écran (visibilité nulle) : en effet, le déphasage total est alors une fonction du temps et pas simplement dépendant de la géométrie du système. Si nous disposions d'un capteur capable d'enregistrer les figures d'interférence toutes les picosecondes, nous pourrions voir le déplacement de ces figures d'interférence sur l'écran. Malheureusement (?) notre œil ne « rafraîchit » les images qu'avec une période de $1/25^{\text{ème}}$ de seconde et nous n'observons « que » la superposition de $\approx 10^{10}$ figures d'interférences décalées entre elles ! Ce qui, en moyenne, donne un écran uniformément éclairé.

⁴ voir le chapitre d'introduction aux TP.



$T_0 \approx 10^{-15}$ s (pour $\lambda \approx 0,5 \mu\text{m}$)

Les sources utilisées en montage sont :

- les lasers : $\Delta\tau \approx 10^{-5}$ à 10^{-8} s
- les lampes spectrales : $\Delta\tau \approx 10^{-12}$ s
- les lampes à filament de tungstène : $\Delta\tau \approx 10^{-14}$ s

Remarque : On pourra faire le schéma du Michelson avec la représentation des trains d'ondes avant division d'amplitude, en « entrée » de l'interféromètre puis après qu'ils se soient recombinaés en « sortie » de l'interféromètre.

IV. NOTION D'INDICE OPTIQUE ET MESURES INTERFEROMETRIQUES

A. PRESENTATION

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu autre que le vide, l'indice optique « n » permet de tenir compte de l'interaction de l'onde incidente avec les constituants du milieu. Les atomes ou molécules qui constituent le milieu peuvent être considérés comme des dipôles oscillants et agissent comme des sources secondaires. L'onde résultante est alors la somme de l'onde incidente et des ondes secondaires émises par chacun des constituants du milieu. Cette onde résultante est décrite comme une onde plane se propageant à la vitesse c/n . Dans le cas de milieux dilués tels que les gaz, on peut montrer que l'indice optique satisfait la relation :

$n - 1 = K \cdot \rho$ où ρ est la densité du gaz et K une constante caractéristique du gaz.

On remarque alors que l'indice optique est proportionnel à la pression P (i.e. la densité ρ) :

$$n = 1 + K \cdot P/k_B T$$

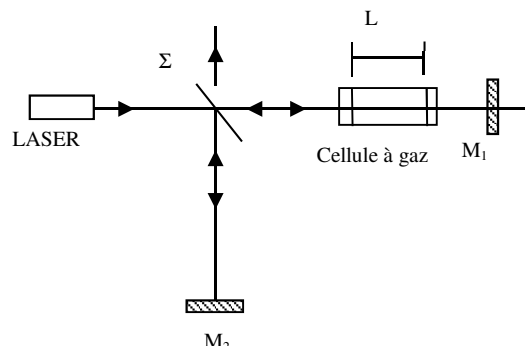
avec P la pression du gaz, en Pa (1013 hPa = 1,013 bar)
 k_B , la constante de Boltzmann, $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
 T la température en Kelvin

B. VARIATIONS DE LA D.D.M.

Il est possible de déterminer expérimentalement l'indice d'un gaz en utilisant cette dépendance de n en fonction de la pression. En effet nous savons que la position des franges d'interférences (maxima et minima d'intensité) dépend de la différence de chemin optique

$$\delta(\theta) = n \cdot (2e) \cos\theta$$

introduite entre les deux ondes qui se recombinaent « en sortie » de l'interféromètre. Lorsque



l'interféromètre est réglé en lame d'air pour produire des franges circulaires d'égale inclinaison, il est possible de faire varier cette différence de chemin optique soit en agissant sur la distance physique ($2e$) parcourue par chacun des rayons (en translatant un miroir) soit en changeant l'indice optique n dans l'un des bras de l'interféromètre.

Dans ce TP, pour mesurer l'indice, on insère dans un des bras de l'interféromètre une cellule à gaz de longueur L fermée par deux fenêtres en verre (cf figure ci-dessus). Lorsqu'on fait passer la pression dans la cellule de la valeur P_0 à la valeur P_1 , l'indice optique passe de la valeur n_0 à la valeur n_1 . Le chemin optique varie alors sur le bras conduisant vers le miroir M_1 . On observe ainsi qu'un nombre Z (pas forcément entier) de franges défilent au centre de la figure. La variation de chemin optique due aux variations d'indice correspond à la quantité :

$$\Delta\delta = Z \cdot \lambda$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée pour éclairer l'interféromètre.

Cette variation de chemin optique provient de la variation d'indice du gaz (de n_0 à n_1) dans la cellule de longueur L et s'écrit donc, pour $\theta = 0$ (i.e. au centre de la figure) :

$$\Delta\delta = \delta_1 - \delta_0 = 2.L.(n_1 - n_0)$$

on a donc la relation :

$$Z \cdot \lambda = 2.L.(n_1 - n_0)$$

Si on suppose que n_0 correspond à l'indice du vide (cellule vidée de son gaz) et n_1 l'indice optique du gaz à la pression P_1 , on obtient la relation donnant l'indice à toute pression :

$$n(P_1) - 1 = Z\lambda/2L$$

Cette méthode permet de mesurer des variations d'indice très faibles. Les valeurs ci dessous indiquent les indices optiques de quelques gaz. Ces valeurs sont données pour une radiation jaune (sodium) et pour une pression de 1 bar. Vous remarquerez que les variations portent sur la 4^{ème} décimale !

n_{H_2}	= 1,0001320
n_{O_2}	= 1,0002660
n_{N_2}	= 1,0002984
n_{air}	= 1,0002926 (à $\theta = 0^\circ C$, $P = 1$ atm)
n_{air}	= 1,000272 (à $\theta = 20^\circ C$, $P = 1$ atm)
n_{CO_2}	= 1,0004506
n_{He}	= 1,0000350

V. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A. INVENTAIRE DU MATERIEL

Vous disposez du matériel suivant:

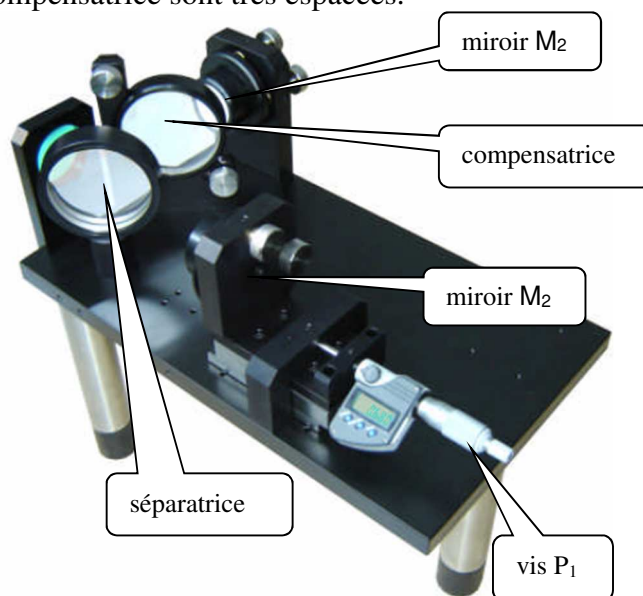
- un interféromètre de marque OVIO (cf. notice)
- un laser He-Ne 2mW de faible divergence $\lambda_{He-Ne} = 632,8$ nm
- deux lampes spectrales à vapeur de mercure (haute et basse pression) :
- d'un filtre interférentiel pour la raie verte du mercure : $\lambda_{vert-Hg} = 546,1$ nm
- un jeu de lentilles optiques (focales : + 15cm et + 50 cm)
- un écran translucide
- un écran blanc
- une photodiode placée au centre d'un écran blanc circulaire

- un interféromètre construit à l'Université (UHP-IM01), avec les équipements suivant :
- une cellule à gaz
- une jauge de pression capacitive avec un contrôleur de jauge donnant la valeur instantanée de la pression dans la cellule à gaz.
- une pompe à membrane (vide primaire, $P_{\text{mini}} \approx 2\text{mbar}$)

1. Description de l'interféromètre OVIO

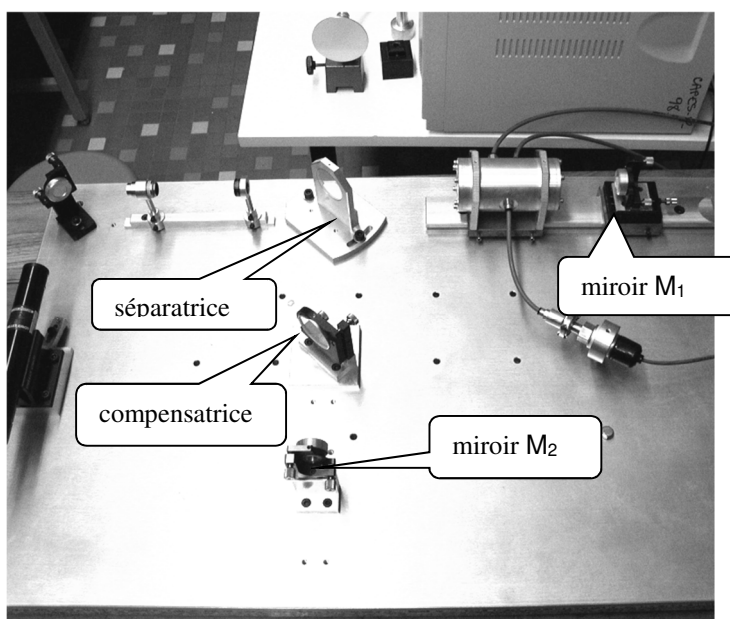
Les miroirs M_1 et M_2 sont montés sur des supports orientables par des vis micrométriques. Deux vis (« rapides ») permettent le réglage du miroir M_1 alors que les vis du miroir M_2 permettent un réglage fin. Le miroir M_1 est de plus, monté sur un chariot que la vis micrométrique P_1 permet de déplacer sur des glissières parfaitement rectilignes. On remarque que les lames séparatrice et compensatrice sont très espacées.

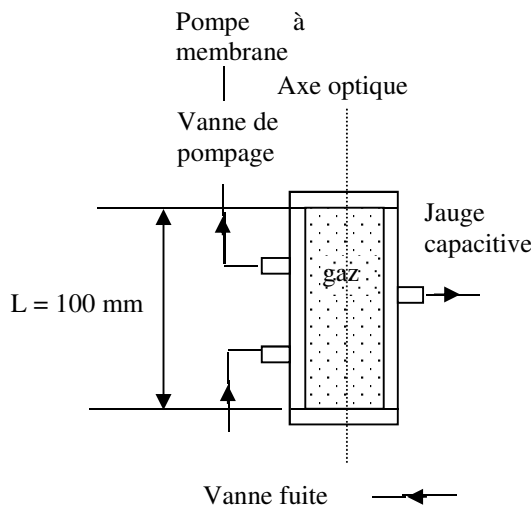
Attention : sur cet interféromètre OVIO, le réglage de la compensatrice ne peut pas se faire comme sur le SOPRA (essentiellement en raison de l'écart entre les lames). On supposera que le réglage est déjà réalisé. Lorsque l'appareil sera réglé en anneaux, on vérifiera que les anneaux sont bien circulaires. Dans le cas contraire on se reportera à la notice de l'appareil et/ou on demandera conseil à l'enseignant.



2. Description de l'interféromètre UHP

Cet interféromètre est dans ses principes semblable à tous les interféromètres, mais l'espace entre les miroirs et la lame séparatrice a été fortement augmenté afin de pouvoir insérer dans l'un des bras une cellule à gaz. De plus, la lame compensatrice n'est pas solidaire de la séparatrice. Cet interféromètre est placé sur des silentblocks permettant de l'isoler des vibrations mécaniques extérieures.



La cellule a gaz :

Cette cellule est un volume étanche de longueur $L=100$ mm fermé aux extrémités par deux lames de verre de planéité $\lambda/10$, d'épaisseur 10mm et d'indice $n=1,5$. (voir la figure ci-contre) Il est possible d'y faire un vide de l'ordre du mbar et/ou d'y introduire des gaz de composition contrôlée.

B. MANIPULATIONS**1. Réglage de l'interféromètre OVIO**

Remarque 1 : ne pas modifier le réglage de la compensatrice

On utilisera successivement le laser puis la lampe spectrale à vapeur de mercure, basse pression, pour reprendre les trois réglages de base présentés dans le TP Michelson 1, à savoir :

- Coin d'air
- Contact optique
- Lame d'air

Remarque 2 : le miroir M_1 est, à priori, placé sur sa translation à une position très voisine de celle correspondant au contact optique (≈ 10 mm sur le micromètre P_1). Si ce n'est pas le cas les franges peuvent présenter un très mauvais contraste, ou même ne pas être visibles.

2. Evaluation d'une largeur spectrale

- Laisser en place la lampe spectrale basse pression et conserver le réglage en lame d'air (ou franges d'égale inclinaison).
- Agir éventuellement sur la translation de M_1 pour optimiser le contraste des franges. Cette opération doit amener les miroirs près du contact optique (C.O.) : l'écran est totalement occupé par une seule frange (sombre ou claire)
- Lorsque cette situation est atteinte, commencer à charioter dans une direction en « s'éloignant » du C.O.. Relever la position de la vis micrométrique (P_1), $m_{\max 1}$ pour laquelle le contraste des franges « disparaît » (i.e. brouillage des franges).
- Revenir au C.O. et renouveler l'opération en chariotant dans la direction opposée. Relever la position de la vis micrométrique (P_1), $m_{\max 2}$ pour laquelle le contraste des franges « disparaît » à nouveau (i.e. brouillage des franges).
- Calculer la valeur $D = |m_{\max 1} - m_{\max 2}|$ et en déduire une estimation de la longueur d'un train d'onde L_c .
- A partir de L_c déterminer la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de la raie verte du mercure.

Recommencer l'opération pour la lampe à vapeur de mercure Haute pression.

- On pourra observer l'évolution du contraste des franges pour une position donnée du chariot (vis micrométrique P_1) en fonction du temps, pendant le chauffage de la lampe (environ 10 mn).
- La mesure de $D = |m_{\max 1} - m_{\max 2}|$ sera faite lorsque la lampe sera à l'équilibre thermique (comptez au minimum une dizaine de minutes- départ à θ ambiante).

On pourra finalement comparer les valeurs de largeur spectrales ($\Delta\lambda$) obtenues pour les deux lampes à vapeur de mercure : basse et haute pression. On pourra interpréter le résultat avec un modèle simple de cinétique des gaz.

3. Mesure de l'indice d'un gaz

On utilisera dans cette partie l'interféromètre UHP.

- Vérifiez que l'interféromètre est bien réglé en lame d'air.
- Placer l'écran circulaire blanc muni de la photodiode. On placera le centre de l'écran au centre de la figure afin d'enregistrer l'évolution de l'intensité lumineuse pour l'incidence $\theta = 0$.

Démarrer le logiciel d'acquisition et lancer une acquisition.

- Le graphe inférieur indique la pression dans la cellule à gaz en fonction du temps et le graphe supérieur indique les variations d'intensité lumineuse au centre de la figure d'interférences, mesurées par la photodiode, en fonction du temps.
- Il peut être nécessaire d'ajuster le gain et le décalage (offset) de l'ampli de la photodiode pour centrer le signal dans le graphe.
- Vérifiez que la vanne d'introduction de gaz (V.I.) est fermée et lancer le pompage.
- Ouvrir la vanne de pompage (VP) et observer les modifications de la figure d'interférences ainsi que les évolutions respectives de la pression dans la cellule et de l'intensité mesurée par la photodiode. Recommencer l'opération plusieurs fois si nécessaire.
- Pour réintroduire du gaz (air) dans la cellule, il faut fermer la vanne de pompage (VP) et ouvrir la vanne (V.I.) Effectuer un enregistrement au cours d'un remplissage de la cellule. Notez la pression de départ et la pression finale. Réglez la base de temps de l'enregistrement afin d'obtenir un graphe permettant de déterminer le nombre de franges Z (Z , éventuellement non entier) ayant défilées.

Exploitation : (voir la notice sur la table)

- Utiliser la relation : $n(P) - 1 = Z \cdot \lambda / 2 \cdot L$ pour déterminer l'indice de l'air à différentes pressions. Remarque : L , dans cette partie, est la longueur de la cellule à gaz.
- Evaluer par un « calcul d'erreur » la précision sur $n(P)$.
- Vérifier que n est proportionnel à P .
- Donner la valeur de l'indice de l'air à la pression atmosphérique.

Remarque : on pourra réaliser un tableau sur le modèle suivant

t (s)	0			
P (en mb)				
ΔP				
Z				
ΔZ				
n(P)-1				
n				
Δn				

On relèvera t, P, Z sur les graphes (à l'écran ou après impression). Les incertitudes sur la pression (ΔP) et sur le nombre d'anneau ayant défilé à l'instant t (ΔZ) seront déterminées par l'expérimentateur(-trice).

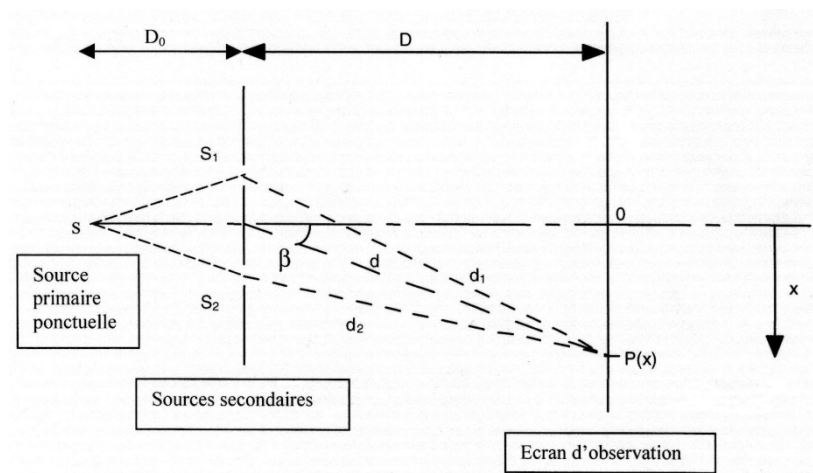
COHERENCE SPATIALE

Avant de lire la suite il est recommandé de revoir le cours et les TD sur les fentes d'Young ainsi que l'introduction du poly de TP sur les sources synchrones et interférences à deux ondes.

I.	GENERALITES SUR LA COHERENCE SPATIALE	44
A.	VISIBILITE (OU CONTRASTE) :	46
B.	CONCLUSION	47
II.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MANIPULATIONS.....	48
A.	INVENTAIRE DU MATERIEL	48
B.	INTERFERENCES ET DIFFRACTION	48
1.	<i>Diffraction</i>	48
2.	<i>Interférences à deux ondes</i>	49
C.	INSTALLATION DU DISPOSITIF D'ETUDE DE LA COHERENCE SPATIALE	49
1.	<i>Visualisation avec une barrette CCD</i>	50
2.	<i>Observations qualitatives</i>	50
3.	<i>Mesures – Comparaison expérience théorie</i>	50

I. GENERALITES SUR LA COHERENCE SPATIALE

Les calculs des fonctions décrivant la diffraction par un objet et les interférences à N ondes sont effectués avec l'hypothèse que la source de lumière est ponctuelle. Cependant, les sources de lumière sont rarement ponctuelles (même un laser) mais présentent plutôt une taille finie (comme le soleil !). Par ailleurs, les processus de production de la lumière correspondent, le plus souvent, à des désexcitations conduisant à *l'émission aléatoire* de photons (émission spontanée). Les ondes associées aux différents photons n'ont donc, à priori, aucune relation de phase particulière. Donc les ondes associées aux photons émis au même instant $-t-$, à partir de plusieurs points d'une même source présenteront un déphasage $\Delta\phi$ aléatoire. Cependant, si on sélectionne une petite zone $-s-$ de la source de lumière (source étendue), en plaçant par exemple un écran percé d'un trou de petite taille après la source, les variations de phase sur cette surface $-s-$ ne sont pas suffisantes pour annihiler les interférences. Il faut pour comprendre cela envisager le système global (trou source + système interférentiel). On prendra comme système interférentiel modèle les Fentes d'Young.

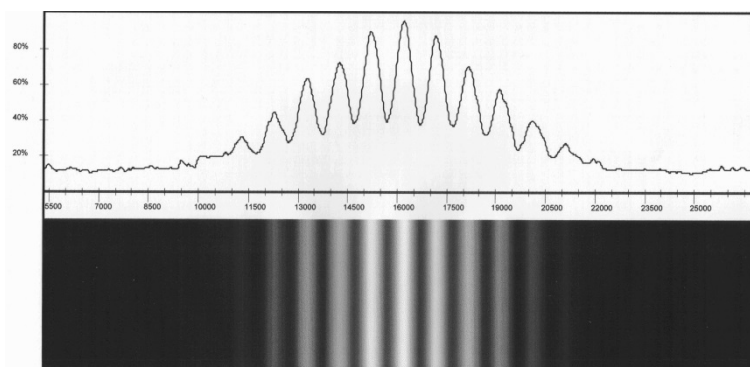


On rappelle que pour la figure d'interférence observée avec des fentes d'Young :

- La position angulaire des extinctions dues à la diffraction par une fente est : $\sin \beta = \frac{k_d \lambda}{L}$
- La position angulaire des maxima d'interférences est : $\sin \beta = \frac{k_i \lambda}{2a}$
- L'interfrange est : $i = \frac{\lambda D}{2a}$

avec k_d et k_i , les ordres pour la diffraction et les interférences, D la distance fente écran, L la largeur de fente et $2a$ la distance entre fentes.

On obtient alors une figure de diffraction de ce type :



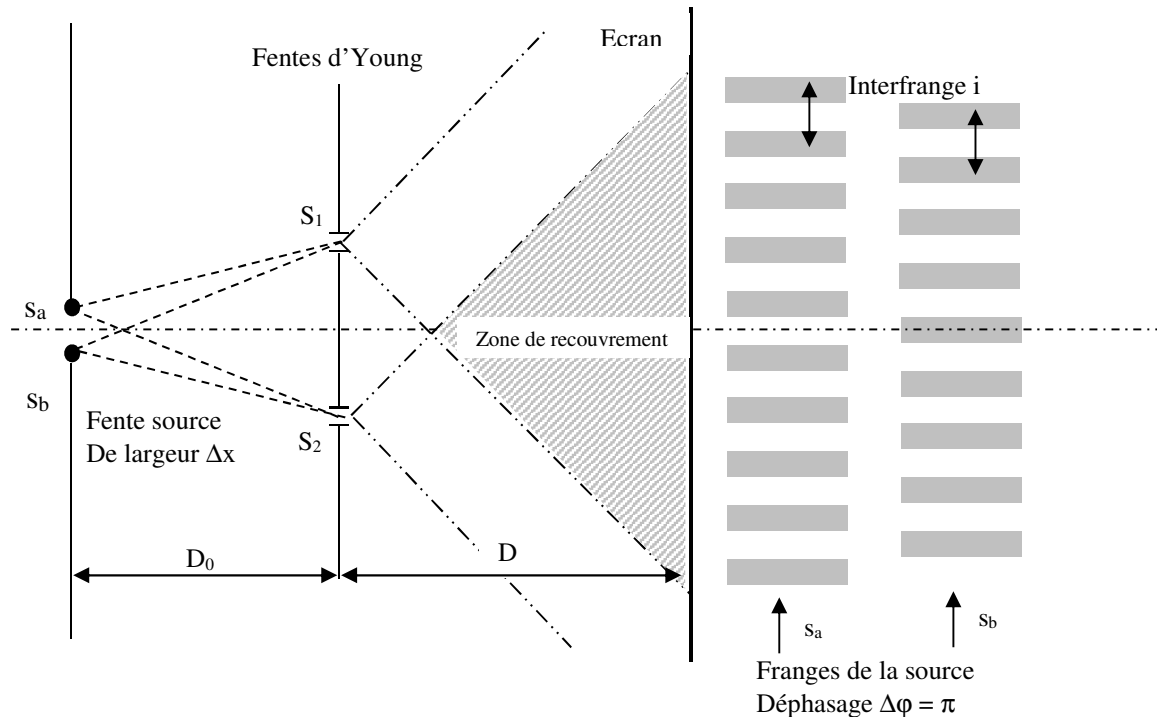
« Le trou source » (s) est une source de lumière (source primaire) pour les éléments optiques placés en « aval » et donc pour les Fentes d'Young. Chaque fente (S_1, S_2) des Fentes d'Young est une source secondaire émettant chacune une onde considérée comme plane au niveau de l'écran d'observation. Le phénomène d'interférences à deux ondes dépend en priorité de la relation de phase (ou différence de marche) entre ces deux ondes, au point d'observation (P) :

- Si la différence de phase entre les deux ondes est constante (source primaire ponctuelle) alors on peut observer des interférences constructives et destructives, c'est à dire une modulation de l'intensité lumineuse en fonction de la position d'observation sur l'écran (cf. TP de L2 Fentes d'Young) (cf. Interféromètre de Michelson, $I \sim I_0 \cos^2(x)$). Les sources secondaires sont cohérentes, on peut donc sommer les amplitudes des ondes au point d'observation P.
- Si, comme pour une source étendue, la différence de phase, entre les deux ondes au point d'observation (P), est quelconque, c'est à dire aléatoire dans le temps, on perd alors la possibilité d'observer des interférences constructives et destructives : l'écran est uniformément éclairé. Cela est dû au fait que chaque point de la source étendue n'a aucune relation de phase avec les points voisins, les sources secondaires ne sont pas cohérentes, on ne peut donc pas sommer, en P, les amplitudes des ondes mais uniquement les intensités.

Prenons l'exemple d'une source étendue que l'on découpe en deux sources élémentaires, s_a et s_b , séparées de Δx : chaque source élémentaire produit son propre système de franges, indépendamment de l'autre source. On peut montrer que le déphasage en P dû à l'écart Δx entre les sources est au premier ordre :

$$\Delta\Phi = 2\pi \delta\theta \frac{\Delta x}{\lambda} \quad \text{avec} \quad \delta\theta = \frac{2a}{D_0}$$

On remarquera que $\frac{\Delta x}{D_0}$ est l'angle sous lequel (s_a, s_b) sont vues depuis les Fentes d'Young



On voit alors que la superposition des deux systèmes de franges issus de s_a et s_b , entraîne un brouillage des franges et donc la perte de visibilité (contraste) : l'écran est uniformément éclairé.

A. VISIBILITE (OU CONTRASTE) :

On rappelle que l'intensité lumineuse $I(x,y)$ en un point P de l'écran, de coordonnées (x,y) , est proportionnelle au carré de l'amplitude résultante $A_r(x,y)$, avec $A_r(x,y)$ la somme des amplitudes des ondes mesurées au point P(x,y).

$$A_r(x,y) = \sum_k A_k(x,y) \text{ et } I(x,y) \sim [A_r(x,y)]^2$$

Dans le cas des interférences à 2 ondes (fentes d'Young ou Michelson), on observe des franges alternativement claires puis sombres, qui correspondent à un éclairage respectivement maximum ($I_{\max}$) ou minimum ($I_{\min} = 0$). La perte de cohérence spatiale entraîne une diminution du contraste (ou visibilité) entre les franges. Dans ce cas l'éclairage passe progressivement de ($I_{\max}$) à ($I_{\max}/2$) pour les franges claires et de (0) à ($I_{\max}/2$) pour les franges sombres. Finalement l'écran est uniformément éclairé lorsque le contraste est nul.

Il est possible de calculer la valeur de l'intensité lumineuse (éclairage) au point P de l'écran en sommant les contributions à l'amplitude en P de chaque fente élémentaire. On trouve alors :

$$I(P) = I_0 \left[1 + \frac{\sin(ms) \cos(m's)}{(ms)} \right] \quad \text{avec :}$$

$$m = \frac{\pi(2a)}{\lambda D_0}$$

$2a$: distance entre les sources secondaires S_1 et S_2

i.e. distance entre fentes.

$$m' = \frac{2\pi(2a)}{\lambda D}$$

D_0 : distance fente source-fentes d'Young

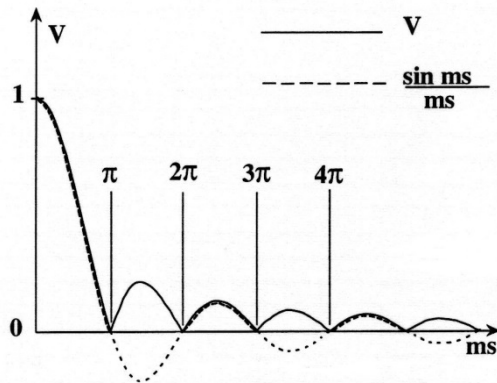
D : distance fentes d'Young-écran.

La visibilité V (ou contraste) est définie par :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

V devient alors :

$$V = \left| \frac{\sin(ms)}{(ms)} \right|$$



On observe dans cette courbe des « lobes de visibilité » séparés par des « zéro de visibilité ». Le passage d'un « lobe de visibilité » au suivant se caractérise par une inversion de contraste. Ces particularités feront l'objet d'observations et de mesures quantitatives dans le TP.

B. CONCLUSION

On a vu que la cohérence spatiale était liée à la taille de la source primaire utilisée pour former des interférences. On retiendra donc que :

- une source étendue présentera une mauvaise cohérence spatiale
- une source « ponctuelle » présentera une bonne cohérence spatiale
- la perte de cohérence se manifeste, entre autre, par une diminution du contraste entre les franges d'interférences

On peut également ajouter qu'une source qui présente une **bonne cohérence spatiale** donnera lieu à des interférences dans tout l'espace où les rayons se recouvrent pour interférer : on dit alors que **les figures d'interférences ne sont pas localisées**.

A contrario, une source qui présente **une mauvaise cohérence spatiale donnera lieu à des interférences localisées** : la visibilité est nulle sauf dans une petite portion d'espace où l'on peut observer les figures d'interférences (cf. TP interféromètres de Michelson et Fabry-Perrot).

La taille apparente d'une source dépend en fait de la distance entre l'observateur et la source : une étoile est une source de lumière de grande taille (comme le soleil) mais vue de la terre elle apparaît ponctuelle. On peut donc réaliser des interférences avec comme source une étoile. Le critère pertinent pour la cohérence spatiale est donc l'angle sous lequel est vue la source depuis le système qui permet de réaliser les interférences (fentes d'Young par exemple). Cet angle dépend des deux variables : dimensions de la source et distance d'observation. Dans une salle de TP les distances d'observation possibles sont nécessairement limitées, donc nous travaillons essentiellement en faisant varier la taille de la source.

Remarque : les lasers sont des sources qui présentent une bonne cohérence à la fois temporelle et spatiale. Ceci est lié au mode de production des photons, par émission stimulée.

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MANIPULATIONS

On souhaite dans ce TP mettre en évidence la cohérence spatiale d'une source. Le dispositif interférentiel utilisé est basé sur les fentes d'Young : on va donc dans une première partie (§II-B) utiliser un laser et un jeu de fentes (simples et bifentes d'Young) pour observer les phénomènes de diffraction et d'interférences à deux ondes.

Dans la seconde partie du TP on utilisera une source étendue (lampe spectrale à vapeur de sodium) pour éclairer une fente de largeur réglable (source ponctuelle ou étendue). Cette fente devient une source (primaire) pour les éléments placés en aval. On pourra faire varier la taille de la source (sa largeur en fait) sur une large gamme de valeurs (0,1 à 4 mm). On placera ensuite les fentes d'Young et, pour visualiser les franges d'interférences, on utilisera un écran, un oculaire micrométrique ou un capteur CCD.

A. INVENTAIRE DU MATERIEL

Vous disposez dans ce montage du matériel suivant :

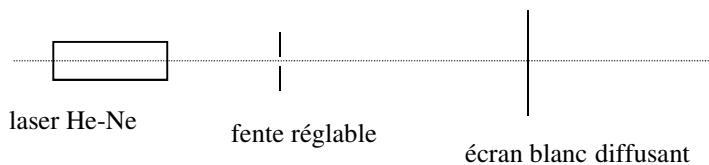
- un banc optique (2 mètres).
- un laser He-Ne ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$)
- une lampe spectrale à vapeur de sodium ($\lambda = 589 \text{ nm}$) et d'un condenseur
- de 2 fentes source de largeur réglable (1 avec vis micrométrique) et de hauteur « infinie »
- de plusieurs jeux de fentes sur diapo.
- de bi-fentes d'Young dont les caractéristiques sont : $s = 74,2 \text{ }\mu\text{m}$, $2a = 556 \text{ }\mu\text{m}$
- de plusieurs récepteur : écran blanc et une barrette CCD avec son alimentation.
- d'un ordinateur pour l'acquisition et l'enregistrement des données de la barrette CCD.

Les éléments optiques sont placés sur des pieds d'optique qui permettent de régler leur position.

B. INTERFERENCES ET DIFFRACTION

1. Diffraction

Vous utiliserez le montage suivant :



- Aligner les éléments sur le banc optique (prendre la fente de largeur réglable « non micrométrique »)
- Observer la figure de diffraction et faire varier la largeur de la fente :

Décrire ce que vous observez : faire un dessin du montage avec les grandeurs caractéristiques. Dessinez de l'évolution des figures de diffraction en fonction de la largeur de fente. Se reporter au chapitre d'introduction pour l'interprétation.

- Conserver la distance fente-écran constante et déplacer la source laser. Qu'observez vous ?
- Faire varier la distance fente-écran et interpréter.

2. Interférences à deux ondes

Placez maintenant la diapositive contenant différents jeux de doubles fentes (fentes d'Young), en conservant D constant (choisir parmi les différentes diapos).

- Pour les différentes valeurs de la distance entre les fentes, dessinez ce que vous observez et interprétez.

Repérez en particulier les extinctions dues à la fonction d'interférences (interfranges) et celles dues à la diffraction. Comparer (par superposition) les figures correspondant aux différents jeux de fentes.

- Faites une mesure de l'interfrange et comparez à la valeur théorique, $i = \frac{\lambda D}{2a}$

Facultatif : Utilisez la diapo contenant une série de fentes identiques avec pour nombre de fentes, $N = 2, 3, \dots$, toujours en conservant D constant.

- Pour les différentes valeurs de N, dessinez ce que vous observez et interprétez. Comparez la position des différents ordres d'interférence (en particulier les maxima principaux i.e. les centres des « tâches » les plus intenses) et conclure.

C. INSTALLATION DU DISPOSITIF D'ETUDE DE LA COHERENCE SPATIALE

- Allumer la lampe spectrale à vapeur de sodium et l'installer en bout de banc.
- Placer l'écran à l'autre extrémité du banc, et aligner la source.
- Positionner le condenseur de façon à former l'image de la lampe source sur l'écran en bout de banc. Placer l'écran gris afin de limiter la lumière parasite.
- Placer ensuite les éléments suivant, un par un, en prenant soin de régler l'alignement optique de CHACUN des éléments. Tous ces éléments doivent être alignés afin d'optimiser l'éclairement sur l'écran : rappelez-vous que la lumière se propage en ligne droite (dans un milieu homogène et isotrope) et n'effectue donc pas de slalom. Il faut en particulier vérifier que tous les éléments sont bien à la même hauteur.
- Pour s'assurer que chaque élément est bien aligné, on peut le translater sur le banc, de la source vers l'écran : si l'image (la lumière) ne reste pas centrée sur l'écran, l'alignement n'est pas bon.
- Ouvrir la fente source ($s = 2-3 \text{ mm}$) de la façon à augmenter l'intensité en aval.
- Placer les fentes d'Young de façon à ce qu'elles soient bien éclairées sur toute leur surface.
- Vérifier le parallélisme fente source / fentes d'Young. Le régler si nécessaire (molette sur le support des fentes d'Young).
- Fermer la fente source lentement tout en observant directement « à l'œil », juste après les fentes d'Young : vous devez observer des franges d'interférences.
- Si vous n'observez pas de franges augmentez la distance fente source / fentes d'Young tout en observant soit directement après les fentes d'Young soit dans l'oculaire micrométrique. Sinon reprenez l'alignement.

Prenez soin de noter et de décrire précisément vos observations à chacune de ces étapes : vous gagnerez du temps !

Lorsque vous obtenez un système de franges bien contrasté vous pouvez passer à l'étape suivante.

1. Visualisation avec une barrette CCD.

- Placer la barrette CCD à la place de l'écran.
- Placer le tube noir devant la barrette CCD : il sert à limiter la lumière parasite.
- Allumer l'alimentation de la barrette CCD.
- Allumer l'ordinateur. Créer un dossier à votre nom dans : C:\mes documents\L3ScPhy\votre_nom , afin d'y enregistrer les graphes $I(x)$
- Cliquer sur l'icône CALIENS pour lancer le programme d'acquisition.
- Dans la barre de menu du logiciel CALIENS cliquer sur l'icône « temps réel » : vous devez obtenir la courbe $I(x)$ donnant la répartition d'intensité sur la caméra CCD. Augmenter la sensibilité jusqu'à 15. Afficher la courbe en plein écran.

Le détail des différentes fonctions du logiciel est disponible sur la table de TP.

2. Observations qualitatives

Choisir une largeur de fente s et une distance fente source / fentes d'Young (D_0) qui permettent d'obtenir un système de franges bien contrasté. Lorsque l'alignement est correct, la translation sur le banc de la fente source et/ou des fentes d'Young ne doit pas engendrer de déplacement notable de la figure d'interférence ($< \lambda$ à une frange). Les observations se font avec la barrette CCD, sur l'écran de l'ordinateur.

- Noter la valeur de $s = s_0$.
- Placer un index sur la frange centrale.
- Déplacer la fente source latéralement, dans son plan. Observation ?
- Augmenter lentement la largeur s de la fente source. Observation ?
- Augmenter s jusqu'à la perte de visibilité. Noter la valeur de $s = s_1$.
- Augmenter encore la largeur s de la fente source. Observation ?

Ne pas dépasser $s = 4 \text{ mm}$.

Décrire précisément vos observations et commenter. Interpréter en assimilant une fente large à une juxtaposition de fentes étroites donnant chacune son propre système de franges.

Ramener la largeur de fente à la valeur $s = s_1$

- Augmenter la distance fente source / fentes d'Young (D_0). Observation ?
- Diminuer la distance fente source / fentes d'Young (D_0). Observation ?

Décrire précisément vos observations et commenter. Interpréter.

3. Mesures – Comparaison expérience théorie

- Choisir une valeur de $D_0 = (D_0)_1$ et revenir à la valeur de $s = s_0$. Enregistrer le graphe $I_1(x)$.
- Augmenter lentement la valeur de s jusqu'à la perte de visibilité $\rightarrow (s)_1$ pour le premier zéro de visibilité.
- Augmenter lentement la valeur de s et observer l'inversion de contraste. Enregistrer le graphe $I_2(x)$.

- Augmenter encore la valeur de s jusqu'à la perte de visibilité $\rightarrow (s)_2$ pour le second zéro de visibilité.
- Augmenter encore la valeur de s . Observation ?
- Imprimer la figure avec les deux graphes $I_1(x)$ et $I_2(x)$ superposés. Remplir le champ « commentaire » avec les valeurs $(s_0, (D_0)_1, (s)_1, (s)_2)$. On peut imprimer en couleur et en format « paysage »
- Montrer que ces valeurs expérimentales correspondent bien aux zéros de la loi en $\left| \frac{\sin(ms)}{(ms)} \right|$.

Décrire précisément vos observations et commenter. Conclure.

Ranger soigneusement le matériel en bout de banc à la fin des opérations.

POLARISATION DE LA LUMIERE : POLARISEURS ET POLARIMETRIE

I.	RAPPELS SUR LA POLARISATION DE LA LUMIERE	54
II.	DIFFERENTS TYPES DE POLARISEURS.	54
A.	LES LAMES DICHROÏQUES	54
B.	LES PRISMES BIREFRINGENTS	54
III.	TRANSMISSION D'UN POLARISEUR	55
A.	FACTEUR DE TRANSMISSION DU POLARISEUR :	55
B.	TAUX D'EXTINCTION DU POLARISEUR :	56
IV.	POLARISATION SOUS INCIDENCE DE BREWSTER :	56
A.	PRESENTATION-COEFFICIENTS DE FRESNEL	56
V.	PRINCIPE DE LA POLARIMETRIE ET DU POLARIMETRE DE LAURENT	58
A.	POLARISATION ROTATOIRE-LOI DE BIOT	58
B.	POLARIMETRE DE LAURENT	58
VI.	MONTAGE ET MESURES	60
A.	MISE EN EVIDENCE DE LA BIREFRINGENCE D'UN CRISTAL DE CALCITE	60
B.	EXTINCTION D'UN POLARISEUR LINEAIRE.....	60
1.	<i>Coefficients d'extinction</i>	<i>60</i>
2.	<i>Vérification de la loi de Malus.....</i>	<i>61</i>
C.	MESURE DE L' ANGLE DE BREWSTER	61
D.	MESURE DU POUVOIR ROTATOIRE D'UNE SOLUTION DE SACCHAROSE.....	62
1.	<i>Réglage du polarimètre.....</i>	<i>62</i>
2.	<i>Lecture du vernier.....</i>	<i>62</i>
3.	<i>Concentration de la solution</i>	<i>63</i>
4.	<i>Remplissage du tube.....</i>	<i>64</i>
5.	<i>Mesure du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ avec une concentration initiale $C_i = 0,2 \text{ g.cm}^{-3}$</i>	<i>64</i>
6.	<i>Mesure du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ pour différentes concentrations</i>	<i>65</i>

I. RAPPELS SUR LA POLARISATION DE LA LUMIERE

- La lumière est une onde électromagnétique qui est définie par la donnée de trois vecteurs ($\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{k}$).
- La lumière ne présente pas d'état de polarisation stable dans le temps, à l'état naturel : on dit alors que la lumière naturelle n'est pas polarisée. En moyenne, sur 1 seconde, toutes les directions possibles du vecteur $\vec{E}$, dans le plan formé par ($\vec{E}$, $\vec{B}$), sont explorées.
- Pour imposer un état de polarisation à la lumière il faut se « débarrasser » des états indésirables : on va sélectionner un état de polarisation. On dispose pour cela de différents « outils » regroupé sous le nom de « polariseurs ».

II. DIFFERENTS TYPES DE POLARISEURS.

Il existe différents types de polariseurs reposants sur des phénomènes physiques très différents. Nous nous limiterons ici à la description des types suivants :

- les lames dichroïques
- les prismes biréfringents
- la polarisation par réflexion sous angle de Brewster

Ces polariseurs permettent d'obtenir de la lumière polarisée linéairement.

A. LES LAMES DICHROÏQUES

Ces polariseurs, les plus couramment utilisés, reposent sur les propriétés d'absorption optique de certains matériaux organiques. Ces matériaux en feuilles constituées de chaînes de polymères orientées présentent un coefficient d'absorption qui dépend fortement de la direction de polarisation de l'onde incidente. Ce phénomène est appelé dichroïsme linéaire. La lumière émergente est alors polarisée dans la direction correspondant au plus faible coefficient d'absorption.

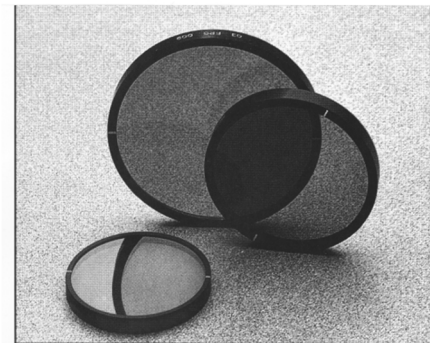


Figure 1: Lames dichroïques Melles Griot

B. LES PRISMES BIREFRINGENTS

Ces polariseurs à fort taux d'extinction ($< 10^{-5}$) sont réalisés à partir de cristaux biréfringents taillés de manière spécifique. Ces matériaux anisotropes se caractérisent par l'existence de 2 indices optiques. Par exemple, pour un cristal uniaxe, comme la calcite (spath d'Islande) ces deux indices correspondent à **un rayon dit ordinaire (n_o) et un rayon dit extraordinaire (n_e)**. Pour le rayon ordinaire, l'indice n_o est indépendant de la direction de

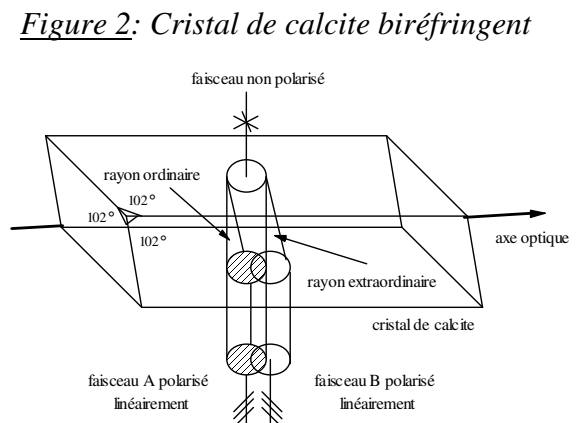


Figure 2: Cristal de calcite biréfringent

propagation dans le matériau, alors que pour le rayon extraordinaire, l'indice dépend de la direction de propagation et varie entre n_o et n_e . **Ces deux rayons correspondent à des ondes polarisées dans des directions à 90° .**

En taillant ces matériaux de manière spécifique, il est possible de sélectionner l'un ou l'autre des rayons, voire les deux et obtenir ainsi un état de polarisation linéaire très pur. Suivant le type de rayon sélectionné, ces polariseurs portent des noms différents : Wollaston, Glan-Thomson, Glan-Taylor,

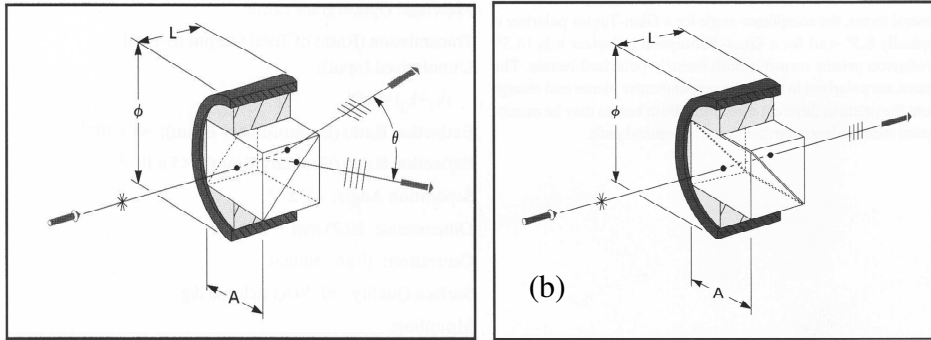
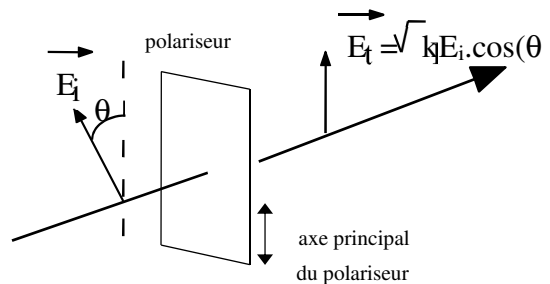


Figure 3 : Polariseurs Wollaston (a) et Glan-Taylor (b)

III. TRANSMISSION D'UN POLARISEUR

Un polariseur linéaire est un milieu optique caractérisé par un axe principal P ; pour un polariseur idéal, seule la composante du champ électrique parallèle à cet axe est transmise. Ainsi, pour une onde incidente de polarisation quelconque, l'onde émergente sera polarisée linéairement suivant l'axe principal du polariseur.



A. FACTEUR DE TRANSMISSION DU POLARISEUR :

On définit, pour une onde incidente dont le champ $\vec{E}$ fait un angle θ avec l'axe principal P , le facteur de transmission T du polariseur :

$$T = \frac{I(\theta)}{I_0} = k_1 \cos^2(\theta) + k_2 \sin^2(\theta)$$

Avec I_0 l'intensité du faisceau incident sur le polariseur (rappel : intensité lumineuse $I \sim |\vec{E}|^2$).

Pour un polariseur idéal $k_1 = 1$ et $k_2 = 0$

En réalité, k_1 est toujours inférieur à 1 et k_2 est non nul mais peut être considéré comme négligeable.

B. TAUX D'EXTINCTION DU POLARISEUR :

On définit, pour une onde incidente polarisée aléatoirement, les deux grandeurs suivantes pour l'association de deux polariseurs identiques :

configuration $\parallel$:

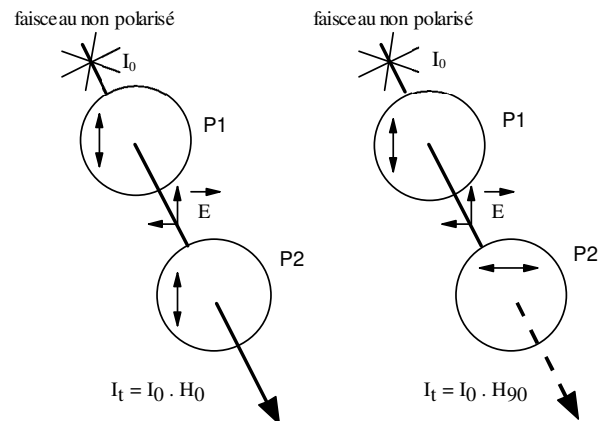
$$H_0 = T_{\text{paire}}(\theta=0^\circ) = \frac{1}{2} (k_1^2 + k_2^2)$$

configuration $\perp$:

$$H_{90} = T_{\text{paire}}(\theta=90^\circ) = k_1 k_2$$

où θ est l'angle entre les directions principales des deux polariseurs. H_{90} est appelé taux d'extinction du polariseur. Il caractérise sa qualité et peut varier en fonction du type de polariseur entre 10^{-3} et 10^{-5} .

Remarque : dans une telle association de deux polariseurs, on a coutume de nommer le premier « polariseur » et le second « analyseur ».



IV. POLARISATION SOUS INCIDENCE DE BREWSTER :

A. PRESENTATION-COEFFICIENTS DE FRESNEL

Les coefficients de réflexion et de transmission d'une onde électromagnétique à l'interface entre deux milieux d'indices optiques différents (dioptrie), comme l'interface air-verre par exemple, sont donnés par les coefficients de Fresnel.

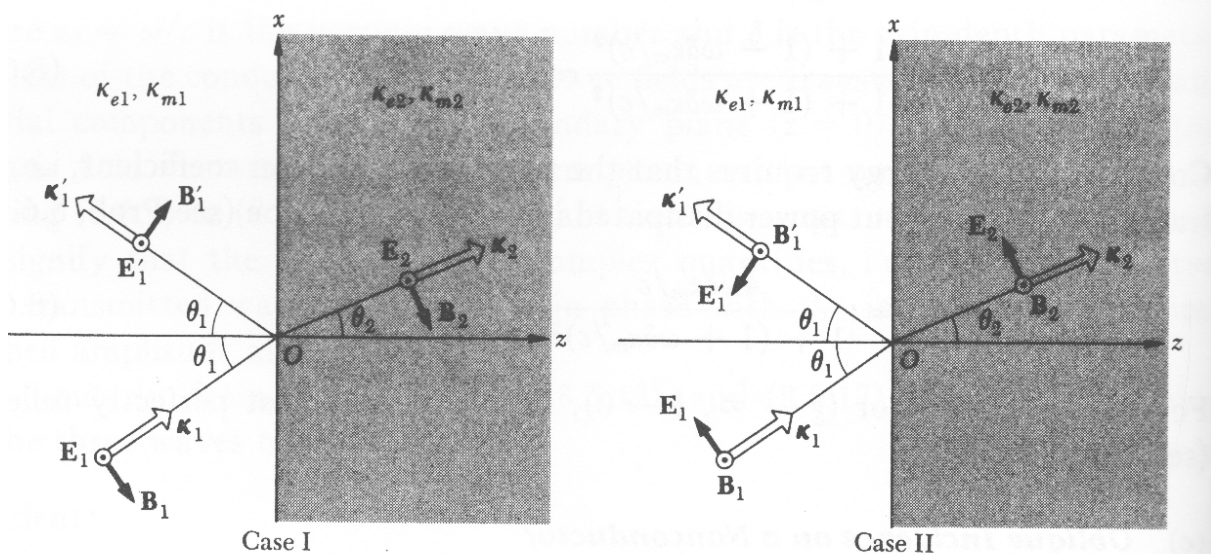


Figure 4 : Réflexion et réfraction d'une onde à l'interface air/verre

On peut montrer que ces coefficients peuvent se mettre sous la forme suivante (cf. cours de Propagation dans les Milieux):

$r_{TE} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}$ et $t_{TE} = \frac{2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_1)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}$, onde polarisée perpendiculairement au plan d'incidence

$r_{TM} = -\frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)}$ et $t_{TM} = \frac{2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_1)}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)}$, onde polarisée dans le plan d'incidence

Les angles θ_1 et θ_2 sont définis dans la figure 4 ci-dessus.

On peut de plus définir les coefficients de réflexion R et de transmission T en énergie : $R = |r|^2$ et $T = |t|^2$ avec $R + T = 1$. Cette dernière relation exprime la conservation de l'énergie.

La variation des coefficients de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence est représentée sur la figure 5 ci-dessous. Ces coefficients sont différents suivant que l'onde incidente est polarisée dans le plan d'incidence (avec **E** contenu dans le plan d'incidence, polarisation p) ou perpendiculairement au plan d'incidence¹ (polarisation s). On parle aussi dans ce cas de polarisation TM (transverse magnétique) ou TE (transverse électrique).

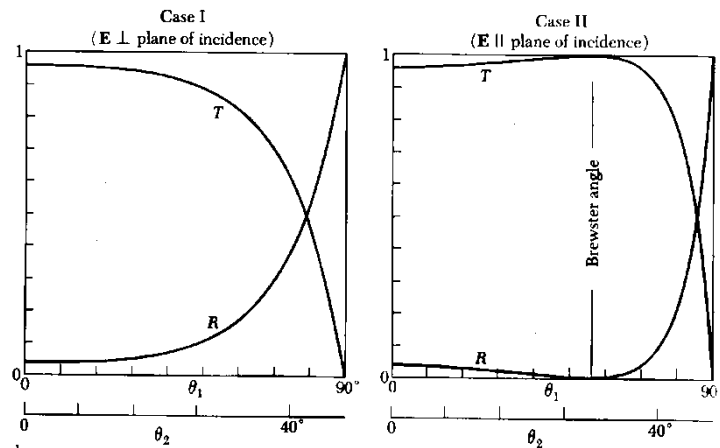


Figure 5: Coefficients de Fresnel R et T en fonction des angles θ_1 et θ_2

On remarque qu'il existe un angle θ_B appelé **angle de Brewster**, tel que le coefficient de réflexion R s'annule pour l'onde de polarisation p (TM). L'onde réfléchie est alors totalement polarisée s (TE), alors que l'onde transmise possède une composante s et une composante p (TM).

Une des applications importantes de ce phénomène est la production de lumière laser polarisée linéairement. Il est en effet possible de construire des lasers émettant une lumière polarisée linéairement en plaçant dans la cavité, une fenêtre de verre ou de quartz sous angle de Brewster. Cette fenêtre permet alors de rejeter la composante s (TE).

On peut alors montrer, en utilisant les lois de Snell-Descartes que :

$$\tan(\theta_{\text{Brewster}}) = n_{\text{verre}}/n_{\text{air}}$$

¹ Le plan d'incidence est défini par le vecteur $\vec{k}$ et la normale au dioptre $\vec{N}$.

V. PRINCIPE DE LA POLARIMETRIE ET DU POLARIMETRE DE LAURENT

La polarimétrie consiste à observer et mesurer la rotation du plan de polarisation de la lumière lorsque cette lumière a traversé une substance ou un matériau optiquement actif. On se propose donc de déterminer expérimentalement le **pouvoir rotatoire spécifique** $[\alpha]$ d'une solution de saccharose, optiquement active, à l'aide du polarimètre de Laurent.

A. POLARISATION ROTATOIRE-LOI DE BIOT

Lorsqu'elles sont traversées par de la lumière polarisée rectilignement, certaines substances ont la propriété de faire tourner, autour de la direction de propagation, la direction du plan de polarisation d'un faisceau de lumière : on dit qu'elles sont optiquement actives. Cette propriété vient de ce que les molécules n'ont pas de plan de symétrie. De nombreux corps organiques (sucres), certains cristaux (quartz), etc..... possèdent cette propriété.

La substance est dite **dextrogyre** (signe +) si la rotation s'effectue vers la droite (sens des aiguilles d'une montre) pour un observateur dont l'œil reçoit la lumière, **lévogyre** dans le cas contraire (signe -).

Pour une solution active, l'angle α de rotation est proportionnel à l'épaisseur traversée -l- (soit dans ce TP la longueur interne du tube) et à la concentration -c- de la solution.

La loi de Biot s'écrit : $\alpha = [\alpha] l c$

Le coefficient de proportionnalité $[\alpha]$ est appelé **pouvoir rotatoire spécifique**. Il est caractéristique de la substance dissoute. Comme il varie avec la longueur d'onde de la lumière utilisée, on se propose de le déterminer pour la raie D (doublet jaune) du sodium.

Unités : En général, on exprime l en dm, c en gramme de soluté par cm³ de solution et α en degrés et centièmes de degrés. $[\alpha]$ s'exprime donc en °g⁻¹ cm³ dm⁻¹.

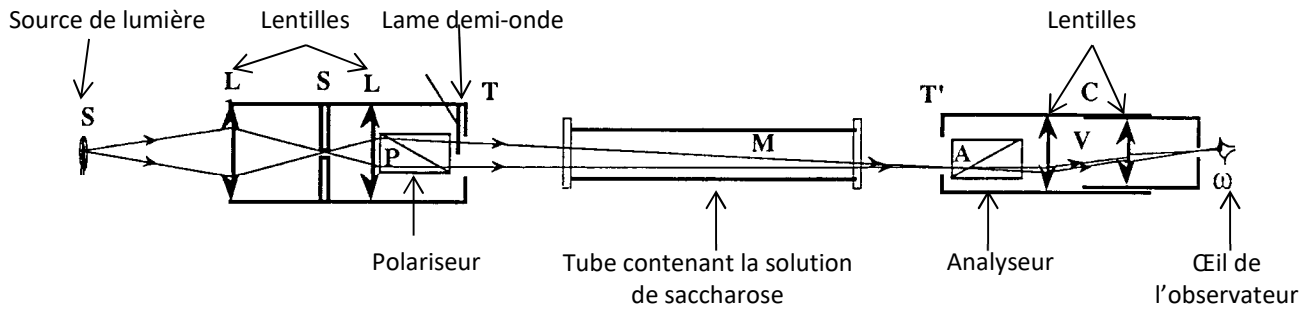
B. POLARIMETRE DE LAURENT

C'est un appareil qui permet de repérer la direction du plan de polarisation d'une lumière polarisée rectilignement traversant une solution composée d'une ou de plusieurs molécules chirales².

Cet appareil est représenté schématiquement ci-dessous (à comparer avec l'analyseur à pénombre de la manipulation sur la biréfringence).

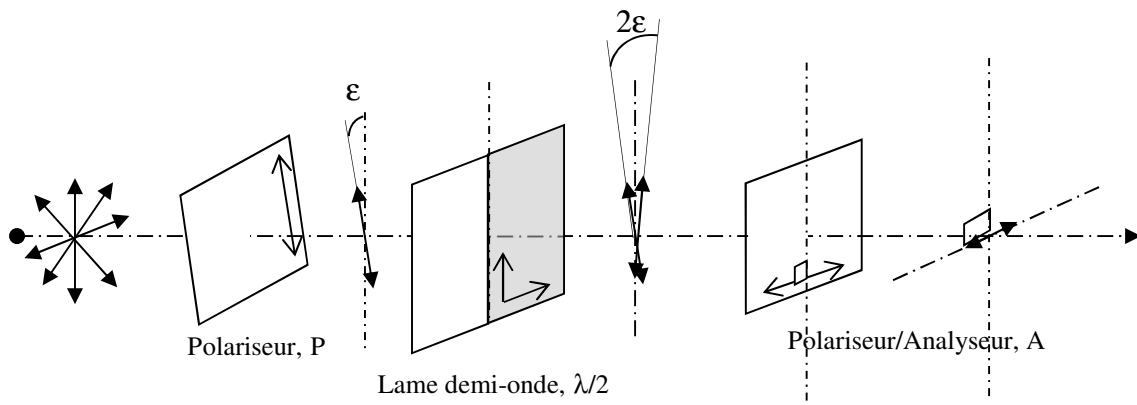
² prononcer kiralles; la chiralité est la propriété pour un objet de ne pas être superposable à son image dans un miroir plan.

Vue schématique, de dessus, en coupe



La source de lumière utilisée doit être monochromatique et d'intensité assez élevée : on utilise le plus souvent une lampe spectrale à vapeur de sodium. Les deux lentilles L et le trou source intermédiaire S permettent de former un faisceau de lumière parallèle. Les deux polariseurs, P et A, sont du type Nicoll. Une lunette V, constituée de deux lentilles (voir aussi le TP « Réseaux »), permet d'effectuer les observations après réglage du tirage de l'oculaire.

Evolution de l'état de polarisation de la lumière pendant la traversée de l'analyseur de Laurent.
Définition de l'équipénombre:



La lumière émise par la source présente tous les états de polarisation, de façon aléatoire, car les changements d'état se font à une fréquence d'environ 10^{12} Hz. La lumière se propage suivant l'axe optique de **l'analyseur de Laurent**, représenté par un trait pointillé horizontal. Les autres traits en pointillés représentent des directions perpendiculaires à l'axe optique et perpendiculaires entre elles. La lumière traverse d'abord un **polariseur P** qui définit une direction de polarisation parallèle à sa direction principale. Le sens du vecteur $\vec{E}$ reste indéfini : « vers le haut » ou « vers le bas ». Elle traverse ensuite un élément dont une moitié est vide et l'autre moitié est occupée par une **lame demi-onde ($\lambda/2$)**. Le faisceau est alors scindé en deux demi portions qui présentent des états de polarisation symétriques par rapport à une ligne neutre de la lame demi-onde, espacés de 2ε . Le dernier élément est un **polariseur** placé en position d'**analyseur (A)** : il peut donc effectuer une rotation de 360° autour de l'axe optique. On obtiendra l'équipénombre lorsque la direction principale de l'analyseur sera perpendiculaire à une ligne neutre de la lame demi-onde ($\lambda/2$). Les composantes du vecteur $\vec{E}$ transmises sont alors de même direction, de sens opposé et d'égale amplitude : l'intensité lumineuse sur chaque demi-portion du faisceau est identique et très faible, c'est l'**équipénombre**.

Si on interpose une solution ayant un pouvoir rotatoire entre l'élément comprenant la lame demi-onde et le polariseur/analyseur, la direction des vecteurs $\vec{E}$ est modifiée et l'équipénombre

est « perdue » : il faut alors tourner le polariseur/analyseur d'un angle $\alpha = [\alpha] l c$, pour « retrouver » l'équipénombre. On détermine ainsi la valeur de α .

Remarque: comme les polariseurs définissent une direction, mais ne permettent pas de sélectionner un sens pour les vecteurs $\vec{E}$, α ne peut être définie qu'à $k\pi$ près.

VI. MONTAGE ET MESURES

Liste du matériel :

- un cristal de spath d'Islande (calcite)
- une lampe spectrale à vapeur de mercure avec un filtre infra rouge (I.R.)
- deux lames dichroïques polarisantes (une diapo et une sur support orientable).
- une photodiode avec son alimentation et un voltmètre numérique
- laser+ écran blanc
- platine goniométrique supportant une lame de verre.
- un polarimètre de Laurent

A. MISE EN EVIDENCE DE LA BIREFRINGENCE D'UN CRISTAL DE CALCITE

1. Placer le cristal de calcite sur un texte et observer l'image de ce texte à travers le cristal.
2. En tournant le cristal, repérer le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire.
3. A l'aide d'un polariseur dichroïque déterminer la polarisation relative des deux rayons, ordinaire et extraordinaire.

B. EXTINCTION D'UN POLARISEUR LINEAIRE

1. Coefficients d'extinction

On souhaite mesurer les coefficients :

- $H_0 = T_{\text{paire}}(\theta=0^\circ) = \frac{1}{2} (k_1^2 + k_2^2)$
- $H_{90} = T_{\text{paire}}(\theta=90^\circ) = k_1 k_2$

donnant la transmission d'un couple de polariseurs linéaires.

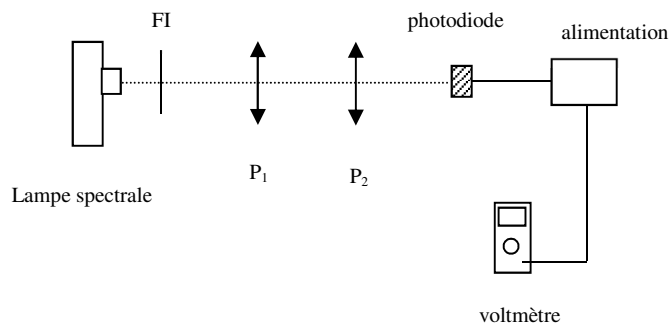
On utilise le montage suivant :

FI : filtre interférentiel ou IR

P_1 : polariseur d'entrée (fixe)

P_2 : polariseur de sortie
(analyseur) - tournant

Remarque : La tension lue sur le voltmètre est proportionnelle à



l'énergie lumineuse (« l'intensité lumineuse » en langage courant) reçue par la photodiode.

1. Aligner les différents éléments sur l'axe optique et repérer leur position. Ne plus les déplacer.

2. Mesurer la tension de sortie de la photodiode, lorsque celle-ci est dans l'obscurité. On appellera cette valeur « tension d'obscurité » : U_0

remarque : $U_0 = U_{lu}/\text{gain}$

Pour cette mesure, on placera un morceau de carton noir devant la photodiode.

3. On mesure ensuite l'intensité lumineuse I_0 du faisceau incident (i.e. la tension en sortie de photodiode) sans les polariseurs.

4. On mesure ensuite l'intensité lumineuse $I_T(\theta)$ du faisceau transmis (i.e. la tension en sortie de photodiode) pour les 2 situations orthogonales : polariseurs parallèles ($\theta = 0^\circ$) / polariseurs croisés ($\theta = 90^\circ$)

5. Déterminez les valeurs H_0 et H_{90} . En déduire les valeurs de k_1 et k_2 .

2. Vérification de la loi de Malus

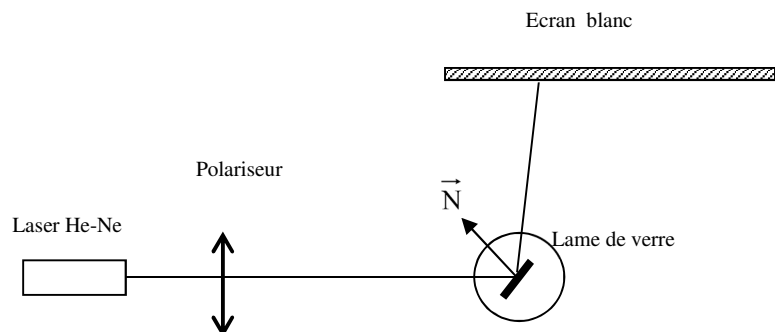
On propose dans cette partie de mesurer les différentes valeurs de l'intensité lumineuse transmise I_t , en fonction de θ (angle entre les directions principales des deux polariseurs) afin de retrouver la loi de Malus en $\cos^2(\theta)$.

$$I_t(\theta)/I_t(\theta=0) = f(\cos^2(\theta))$$

1. Mesurer l'intensité lumineuse transmise I_t en fonction de l'angle θ (cet angle pourra varier entre 0° et 90°).
2. Reporter les différents points sur une courbe appropriée.

C. MESURE DE L'ANGLE DE BREWSTER

On utilise le montage suivant :



1. Alignez les différents éléments
2. Régler l'horizontalité de la platine pour obtenir l'incidence normale sur la lame de verre

3. Orienter le polariseur P de manière à obtenir une onde polarisée dans le plan d'incidence (polarisation p ou TM).
4. Observez sur l'écran la réflexion et chercher l'extinction en agissant sur l'orientation de la lame de verre.
5. Notez la valeur de l'angle de Brewster θ_B que vous comparerez avec la valeur théorique calculée à partir des formules de Fresnel.
6. Orienter le polariseur P de manière à obtenir une onde polarisée perpendiculairement au plan d'incidence (polarisation s ou TE). Qu'observe-t-on dans ce cas ?

D. MESURE DU POUVOIR ROTATOIRE D'UNE SOLUTION DE SACCHAROSE

L'étude porte sur les propriétés d'une solution de saccharose. On va au cours des manipulations déterminer successivement :

- le sens de rotation de la lumière
- la valeur du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ (en $^{\circ} \text{g}^{-1} \text{cm}^3 \text{dm}^{-1}$)

1. Réglage du polarimètre.

Le polarimètre est éclairé par une lampe à vapeur de sodium. La lumière traverse successivement une lentille, qui donne un faisceau de lumière parallèle, le polariseur, ou le polariseur plus la lame demi-onde, l'auge contenant la solution, l'analyseur et l'oculaire qui permet l'observation.

1. Mettre en marche les transformateurs alimentant la lampe à vapeur de sodium et la lampe qui éclaire les graduations du vernier (oculaire de gauche) permettant la lecture de α .

L'auge étant vide :

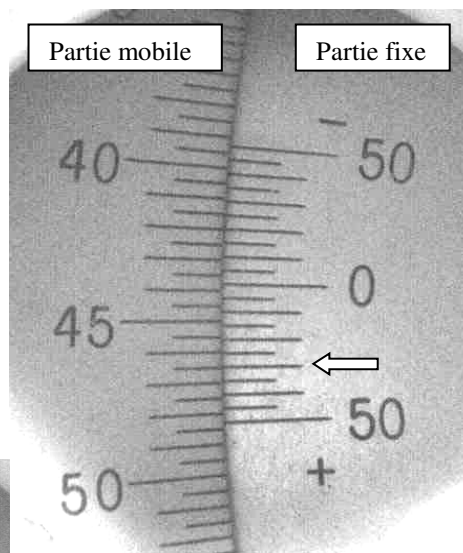
2. Effectuer la mise au point de l'oculaire central de façon à voir correctement les deux moitiés du faisceau.
3. Ramener le polarimètre à l'équipénombre (bouton de droite).
4. A l'aide de la vis située sous l'oculaire central, on amène le zéro du vernier en face du zéro des graduations sur le cercle mobile.

2. Lecture du vernier

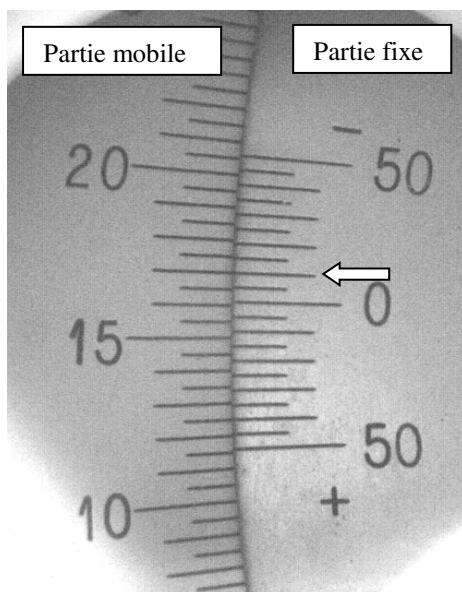
Le système de lecture de la position angulaire de l'analyseur est composé de deux parties, une mobile à gauche et un vernier fixe à droite. La partie gauche est graduée en demi-degré ($0,5^{\circ}$) et le vernier est précis au $5/100^{\circ}$. La partie mobile est solidaire du polariseur/analyseur.

Si on tourne l'analyseur vers la droite (cas d'une **substance dextrogyre**), les valeurs croissantes des angles lus sur la partie mobile vont vers le bas (signe +). On peut utiliser la partie basse du vernier pour faire la lecture des dixièmes de degré (à 0,5 dixième près). Dans

l'exemple ci contre, l'angle de rotation du polariseur/analyseur est de $+(43,5 + 0,3)^\circ$. L'angle est + car les valeurs d'angles sur la partie mobile vont de 40° en haut à 50° en bas. On lit ensuite les $43,5^\circ$ sur la partie mobile : le 0 de la partie fixe est juste après la graduation des $43,5^\circ$. Puis on trouve les $0,3^\circ$ sur la partie fixe (correspondance entre traits des parties fixe/mobile).



Si on tourne l'analyseur vers la gauche (cas d'une **substance levogyre**), les valeurs croissantes des angles lus sur la partie mobile vont vers le haut (signe -). On peut utiliser la partie haute du vernier pour faire la lecture des dixièmes de degré (à 0,5 dixième près).



Dans l'exemple ci contre, l'angle de rotation du polariseur/analyseur est de $-(16,0 + 0,1)^\circ$. L'angle est - car les valeurs d'angles sur la partie mobile vont de 10° en bas à 20° en haut. On lit ensuite les $16,0$ sur la partie mobile: le 0 de la partie fixe est juste après la graduation des $16,0^\circ$. Puis on trouve les $0,1^\circ$ sur la partie fixe (correspondance entre traits des parties fixe/mobile).

3. Concentration de la solution

On dispose au départ d'une solution C_i en g.cm^{-3} . Si l'on prélève un volume V_p de cette solution, le produit $C_i \cdot V_p$ représente la masse de produit dissout, m_d . Ajoutons à ce volume V_p , un volume d'eau V_{eau} . On aura alors un volume total $V_t = V_p + V_{\text{eau}}$ pour une masse de soluté m_d . Soit la concentration :

$$C_{\text{dil}} = \frac{m_d}{V_{\text{liq}}} = \frac{C_i V_p}{V_p + V_{\text{eau}}} \quad \text{d'où} \quad C_{\text{dil}} = C_i \left[\frac{V_p}{V_p + V_{\text{eau}}} \right]$$

Cette relation sera utile pour déterminer les concentrations des solutions diluées.

4. Remplissage du tube

Demander à l'enseignant de vous présenter le matériel (tube, etc...)

1. *Tenir le tube verticalement par l'une des extrémités. Poser le disque de verre sur le tube (contact verre-verre), placer ensuite l'anneau de centrage en PVC (gris) pour centrer le disque dans le bouchon (le joint torique est sur la face extérieure). Enfin placer puis visser le bouchon (en bronze) **sans forcer**.*
2. *Retourner le tube et le remplir à ras bord. Il se forme un ménisque. En glissant le disque de verre, "couper" le ménisque. Utiliser un anneau de centrage en PVC (gris) pour centrer le disque dans le bouchon (le joint torique est sur la face extérieure). Fermer avec le second bouchon, toujours **sans forcer**.*
3. *Il ne doit pas rester de bulle d'air sur la fenêtre et on doit pouvoir lire en regardant à travers le tube. Cela implique que les disques de verre soient propres et secs au départ et que la solution soit limpide et homogène.*
4. *Si la solution n'est pas à température ambiante, de la buée peut se former sur les disques de verre, ce qui peut rendre la vision de l'équipénombre difficile.*

5. Mesure du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ avec une concentration initiale $C_i = 0,2 \text{ g.cm}^{-3}$

Cette solution est préparée, à l'avance, en diluant $(200 \pm 0,1)$ g de saccharose dans (890 ± 5) ml d'eau distillée.

1. *Les réglages préliminaires étant faits (cf. ci-dessus, réglage du polarimètre), placer le tube polarimétrique dans l'auge.*
2. *Si nécessaire, rétablir la mise au point de l'oculaire central. Retrouver l'équipénombre en faisant tourner le polariseur/analyseur. La mesure de l'angle de rotation du polariseur/analyseur donne, à $k\pi$ près, l'angle que fait la direction de polarisation de la lumière émergente (après traversée de la solution) par rapport à la direction de polarisation de la lumière incidente. On doit alors trouver laquelle des deux solutions, α et $(\pi - \alpha)$, est la bonne.*
3. *Supposons que la solution de concentration C_i donne un angle $\alpha > 0$. Vérifier que l'on a également l'équipénombre pour un angle de rotation négatif égal en valeur absolue à $(\pi - \alpha)$. On peut alors calculer deux valeurs du pouvoir rotatoire $[\alpha]$, l'une positive, l'autre négative et différentes en valeur absolue.*
4. *Pour lever cette indétermination sur $[\alpha]$, on utilise une solution de concentration inférieure à C_i : considérons pour simplifier une concentration moitié $C_i/2$.*

5. Pour des mesures avec la concentration moitié $C_i/2$, deux cas peuvent se présenter :

- ou bien l'angle de rotation est $\alpha/2$ et son supplément est $\pi - \alpha/2$.

Dans ce cas l'angle pour C_i , qui vérifie la loi de Biot, est bien $\alpha > 0$ et de même $[\alpha] > 0$

- ou bien l'angle de rotation est $(\pi - \alpha)/2$ et son supplément est $(\pi + \alpha)/2$

Dans ce cas l'angle pour C_i , qui vérifie la loi de Biot, est $\pi - \alpha$ et donc $[\alpha] < 0$.

Il est donc nécessaire, pour lever l'indétermination sur le signe de $[\alpha]$, de faire des mesures avec au moins deux concentrations différentes.

6. Mesure du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ pour différentes concentrations

1. Pour améliorer la précision sur la détermination de la valeur expérimentale du pouvoir rotatoire $[\alpha]$, relever les mesures de α pour les concentrations suivantes : C , $3/4 C$, $C/2$, $2/3 C$, $C/3$, $C/4$. (faire au moins 3 solutions sur les 5 proposées)
2. Tracer la courbe $\alpha = f(C)$ (qui passe par l'origine) et en déduire le pouvoir rotatoire $[\alpha]$ en valeur et en signe (tracer autour de chaque point le rectangle d'erreur). On pourra également déterminer $[\alpha]$ par régression linéaire.
3. Incertitudes de mesure (facultatif): $C_i = 0,2 \text{ g.cm}^{-3}$ $m_i = (200 \pm 0,1) \text{ g}$ de saccharose

$V_i = (890 \pm 5) \text{ ml}$ d'eau distillée.

La longueur du tube ($l = 2,000 \text{ dm}$) est donnée à 1/10 de mm près. Si vous utilisez (correctement) les pipettes pour mesurer V_p et V_{eau} , alors $\Delta V_p = \Delta V_{\text{eau}} = 0,2 \text{ cm}^3$, pour les pipettes de 25 cm^3 .

Pensez à vérifier ces valeurs au cours du TP.

Pour trouver $\Delta[\alpha]$, on doit d'abord exprimer $[\alpha] = f(\alpha, l, C_i, V_p, V_{\text{eau}})$, avec $C_i = g(m_i, V_i)$. puis on écrit l'expression de $\Delta[\alpha]$ à partir de la différentielle logarithmique ou bien de la différentielle totale.

Remarque:

La manipulation n'est terminée que lorsque la paillasse est nettoyée et les instruments mis à sécher

Pensez à retirer les tubes de l'auge, à les vider, les démonter et nettoyer à l'eau claire les lames de verre, les tubes et tout le petit matériel.

Il ne doit pas rester de sucre (ni sur les instruments, ni sur la table).

INTRODUCTION AUX RESEAUX

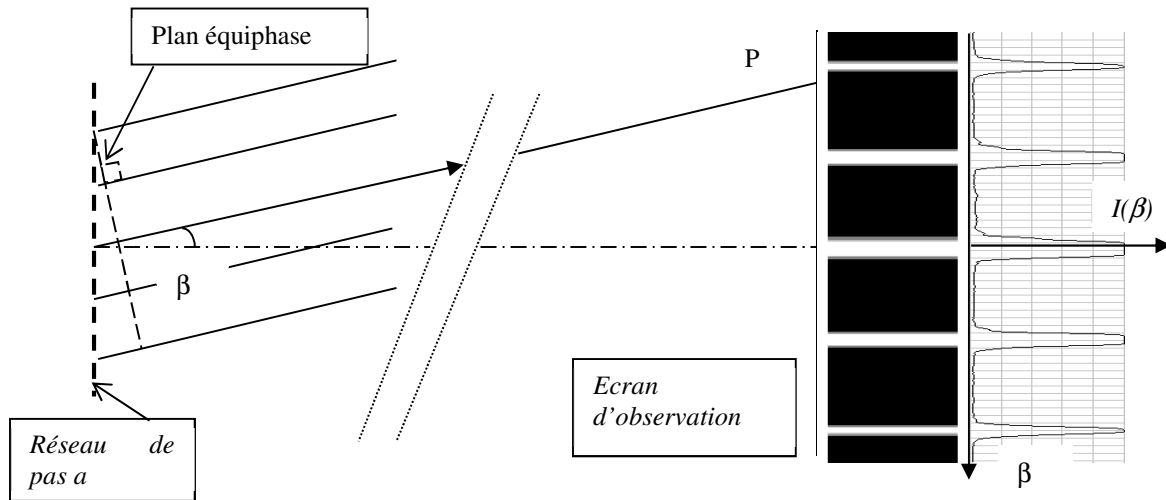
I.	DESCRIPTION, DEFINITIONS ET APPROCHE THEORIQUE	68
A.	PRESENTATION	68
1.	<i>Incidence normale</i>	68
2.	<i>Incidence oblique</i>	69
B.	POUVOIR DE RESOLUTION D'UN RESEAU	70
C.	INTERVALLE SPECTRAL LIBRE	70
II.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL, MATERIEL ET MANIPULATIONS	72
A.	DESCRIPTION DU MATERIEL	72
1.	<i>Observations qualitatives</i>	72
2.	<i>Description de la platine goniométrique et du matériel associé</i>	72
3.	<i>Réglage du goniomètre</i>	73
B.	MESURES EFFECTUEES EN INCIDENCE NORMALE	74
1.	<i>Observations qualitatives en lumière polychromatique</i>	75
2.	<i>Mesures en lumière polychromatique</i>	75
3.	<i>Etallonnage du réseau</i>	75
C.	OBSERVATION DU MINIMUM DE DEVIATION.....	75

Prérequis : revoir le cours d'onde, les TP de L2 concernant la diffraction par une fente simple et les interférences à deux ondes.

I. DESCRIPTION, DEFINITIONS ET APPROCHE THEORIQUE

A. PRESENTATION

Un réseau est constitué par la répétition périodique d'un motif, suivant une, deux ou trois directions de l'espace. Dans les expériences classiques d'optique le motif est une fente (ou un trait) de largeur s et de hauteur $h \gg s$. Ce motif est répété suivant une seule direction de l'espace et la périodicité permet de définir le pas du réseau a . Chaque fente, individuellement, va donner lieu au phénomène de diffraction : elle devient une source secondaire de lumière. Les N sources secondaires, que constituent les N fentes éclairées, vont participer au phénomène d'interférence. Il s'agit, dans ce cas, d'interférences à N ondes par division du front d'onde.



1. Incidence normale

La présentation classique adoptée dans les manuels permet de définir l'intensité $I(\beta)$ mesurée en un point P d'un écran d'observation, dans les conditions de Fraunhofer (voir figure ci-dessus) :

$$I(\beta) = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \frac{\sin^2 \left(N \frac{\varphi}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right)} \quad [1]$$

Avec I_0 l'intensité mesurée sur l'écran à $\beta=0$ (partie non déviée du faisceau), N le nombre de fentes éclairées (i.e. le nombre de sources secondaires), φ le déphasage lié à la différence de marche introduite entre deux motifs successifs.

On remarque que :

- $\frac{\sin u}{u}$ est la fonction décrivant la diffraction par une fente, appelée sinus cardinal. Avec

$u = \frac{\pi}{\lambda} s \sin(\beta)$ et λ la longueur d'onde de l'onde incidente, s la largeur de fente et β l'angle entre la normale au réseau et la direction du rayon lumineux allant au point P .

- $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin(\beta)$ avec λ la longueur d'onde de l'onde incidente, a le pas du réseau et β l'angle entre la normale au réseau et la direction du rayon lumineux allant au point P.

Les maxima de cette fonction correspondent aux directions β pour lesquelles on observe des interférences constructives i.e. des maxima d'intensité lumineuse. Les positions angulaires des maxima principaux d'intensité sont alors données par la relation :

$$\sin \beta = \frac{k\lambda}{a} \quad [2]$$

où k est l'ordre d'interférence.

Entre ces maxima on n'observe normalement pas de lumière : minima d'intensité.

Dans ce TP nous vous proposons, entre autre choses, de vérifier la relation [2] pour différentes conditions d'observation.

Le plus souvent la relation [2] s'utilise pour un montage en incidence normale (conditions de Fraunhofer). Cependant le réglage en incidence normale n'est pas toujours possible et on place parfois le réseau en incidence oblique, volontairement ou involontairement.

2. Incidence oblique

Comme précédemment on s'intéresse aux directions β pour lesquelles on observe des interférences constructives (i.e. maxima principaux). En écrivant l'égalité entre l'expression géométrique de la différence de marche et la condition d'interférence constructive, on trouve la relation entre les angles et la longueur d'onde.

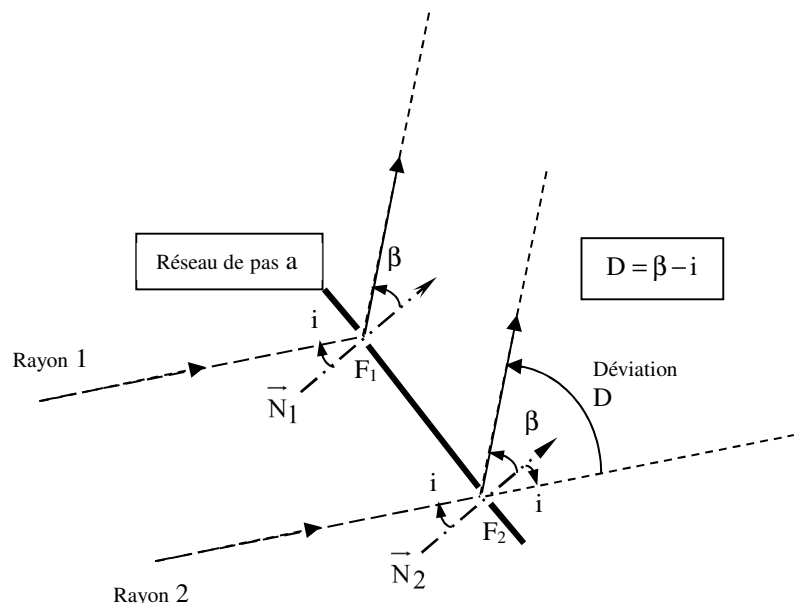
La relation [2] devient alors :

$$(\sin i + \sin \beta) = \frac{k\lambda}{a} \quad [3]$$

Avec $n = 1/a$ (nombre de motif par unité de longueur).

On peut montrer (à faire par vous même) que l'angle de déviation D présente un minimum pour une valeur donnée de l'angle d'incidence i . Dans ce cas on peut également montrer que, au minimum de déviation, $\beta = -i$ et que $D_m = 2i_m$. On réécrit [3] qui devient, dans ces conditions :

$$2 \sin \frac{D_m}{2} = kn\lambda \quad [4]$$



On constate que l'angle de déviation D_m au minimum de déviation, i_m , est fonction de l'ordre d'interférence k . On devra donc rechercher le minimum de déviation pour chaque ordre k .

On n'a, jusqu'alors, envisagé que le cas d'une source monochromatique, bien que la plupart des sources soient polychromatiques. Prenons l'exemple d'une source offrant un spectre discret telle que la lampe à vapeur de mercure : celle ci présente de nombreuses raies (cf. p. xx). A chaque ordre k , le spectre entier des raies sera reproduit. Par ailleurs l'angle de déviation $\beta(k, \lambda)$ associé à chaque raie pour chaque ordre sera d'autant plus grand que n est élevé. L'écart angulaire $\Delta\beta$ entre deux raies consécutives est donc un critère important pour le choix d'un réseau : on définit alors le pouvoir de résolution $\mathcal{R}$ afin de pouvoir comparer différents réseaux ou différentes techniques de séparation des raies : prismes, réseaux, interféromètres,....

B. POUVOIR DE RESOLUTION D'UN RESEAU

L'intérêt de systèmes optiques comme un réseau (ou un interféromètre de Fabry-Perot) est de pouvoir séparer deux raies de longueur d'onde (λ) et $(\lambda + \Delta\lambda)$ très proches l'une de l'autre lorsque la lumière incidente n'est pas purement monochromatique. La capacité qu'offre un appareil à résoudre, c'est-à-dire à distinguer, deux raies de longueurs d'onde très proches est alors caractérisée par son pouvoir de résolution noté $\mathfrak{R}$.

Lorsqu'une lumière monochromatique de longueur d'onde λ éclaire un réseau de pas a , cette lumière est diffractée et la position angulaire du $k^{\text{ième}}$ maximum d'intensité diffractée (c'est-à-dire l'ordre k) est donnée par la relation [2] ou, pour des petits écart angulaires tels que l'on puisse assimiler le sinus et l'angle, par $\alpha_k = \Delta\beta$, d'où :

$$\alpha_k = \frac{k\lambda}{a}$$

Si cette lumière incidente est composée de deux longueurs d'onde λ et $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$, les maxima du $k^{\text{ième}}$ ordre se trouvent respectivement aux angles :

$$\alpha_k = \frac{k\lambda}{a} \quad \text{et} \quad \alpha_{k'} = \frac{k\lambda'}{a}$$

On peut montrer* que dans le cas du réseau, les deux raies de longueur d'onde λ et λ' sont séparées (à l'ordre k) si les positions angulaires des maxima de cet ordre vérifient la relation :

$$\frac{k}{a}(\lambda - \lambda') \geq \frac{\lambda}{L} \quad \text{avec } L \text{ la largeur du réseau qui est éclairée.}$$

Le pouvoir de résolution est défini d'une façon générale comme : $\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, où $\Delta\lambda$ est l'écart minimal entre deux longueurs d'onde pour pouvoir les distinguer. Dans notre cas,

$$\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{\lambda' - \lambda} = k \frac{L}{a}$$

soit, si N est le nombre de traits (ou de fentes) éclairés du réseau : $\mathfrak{R} = kN$

Le pouvoir de résolution d'un réseau dépend donc de l'ordre k et du nombre total de traits (ou de motif) que l'on peut éclairer. On peut ainsi, pour une taille de réseau donnée, augmenter le pouvoir de résolution en diminuant le pas a . En revanche, deux réseaux de même pas a peuvent ne pas avoir le même pouvoir de résolution : celui de plus grande dimension, pour lequel N sera plus grand, aura la meilleure résolution si on peut l'éclairer sur toute sa largeur.

C. INTERVALLE SPECTRAL LIBRE

Lorsque l'on définit le pouvoir de résolution, les deux raies que l'on cherche à résoudre sont très proches l'une de l'autre, c'est-à-dire qu'elles doivent appartenir au même ordre d'interférence k . Cependant, pour un angle de diffraction β donné, on peut avoir superposition de deux maxima correspondants à deux longueurs d'onde différentes λ_1 et λ_2 , d'ordre respectifs k_1 et $k_2 = k_1 + 1$. Cette superposition survient lorsque les deux relations suivantes sont vérifiées simultanément :

$$\begin{aligned} \sin \beta &= k_1 \frac{\lambda_1}{a} & \sin \beta &= k_2 \frac{\lambda_2}{a} \\ \text{soit:} \quad \frac{1}{\lambda_1} &= \frac{k_1}{a(\sin \beta)} & \frac{1}{\lambda_2} &= \frac{k_1 + 1}{a(\sin \beta)} \end{aligned}$$

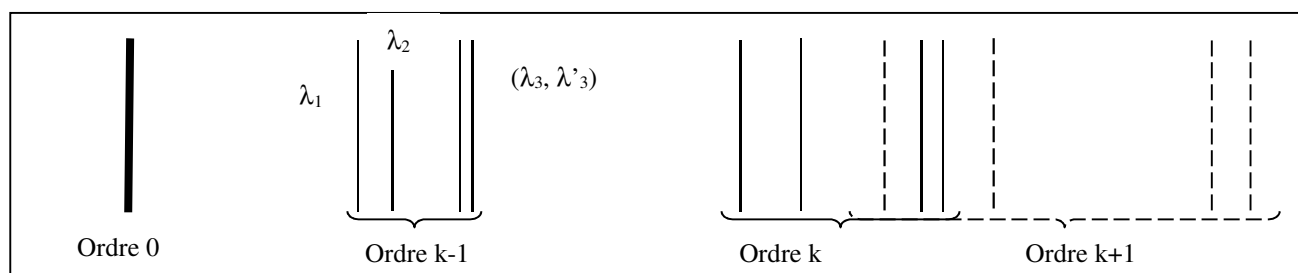
* On pourra consulter « Optique instrumentale Optique de Fourier », J. Surrel, Ellipses. A la BU : côte 535 SUR

Il y a superposition de spectres d'ordres différents dès que l'écart entre les deux nombres d'onde* $\Delta(\frac{1}{\lambda}) = \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}$ est inférieur ou égal à :

$$\Delta(\frac{1}{\lambda}) = \frac{1}{a (\sin \beta)}$$

Remarque : $\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$

avec : $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ et $\lambda^2 = \langle \lambda \rangle^2 = \lambda_1 \lambda_2$



On appelle $\Delta(\frac{1}{\lambda})$ l'intervalle spectral libre (ISL). Il est directement proportionnel au nombre de traits par unité de longueur -n- (inversement proportionnel au pas -a- du réseau), et dépend de l'inverse de l'angle sous lequel est effectué l'observation, donc de l'inverse de l'ordre d'interférence k. Pour un réseau de pas donné, plus l'ordre k est élevé plus l'ISL est réduit.

Lorsque l'étendue du spectre de la source de lumière est supérieure à la largeur de l'ISL, on observe alors la superposition de maxima d'interférence correspondant à des ordres k différents : on appelle cela le chevauchement d'ordre.

* on appelle nombre d'onde le terme $1/\lambda$, qui s'exprime le plus souvent en cm^{-1} (cf. TP Chimie-Spectroscopie)

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL, MATERIEL ET MANIPULATIONS

But:

Observer et interpréter les figures de diffraction obtenues par les réseaux, apprendre à régler et utiliser une platine goniométrique, vérifier expérimentalement la relation [2] (page xx), visualiser l'Intervalle Spectral Libre.

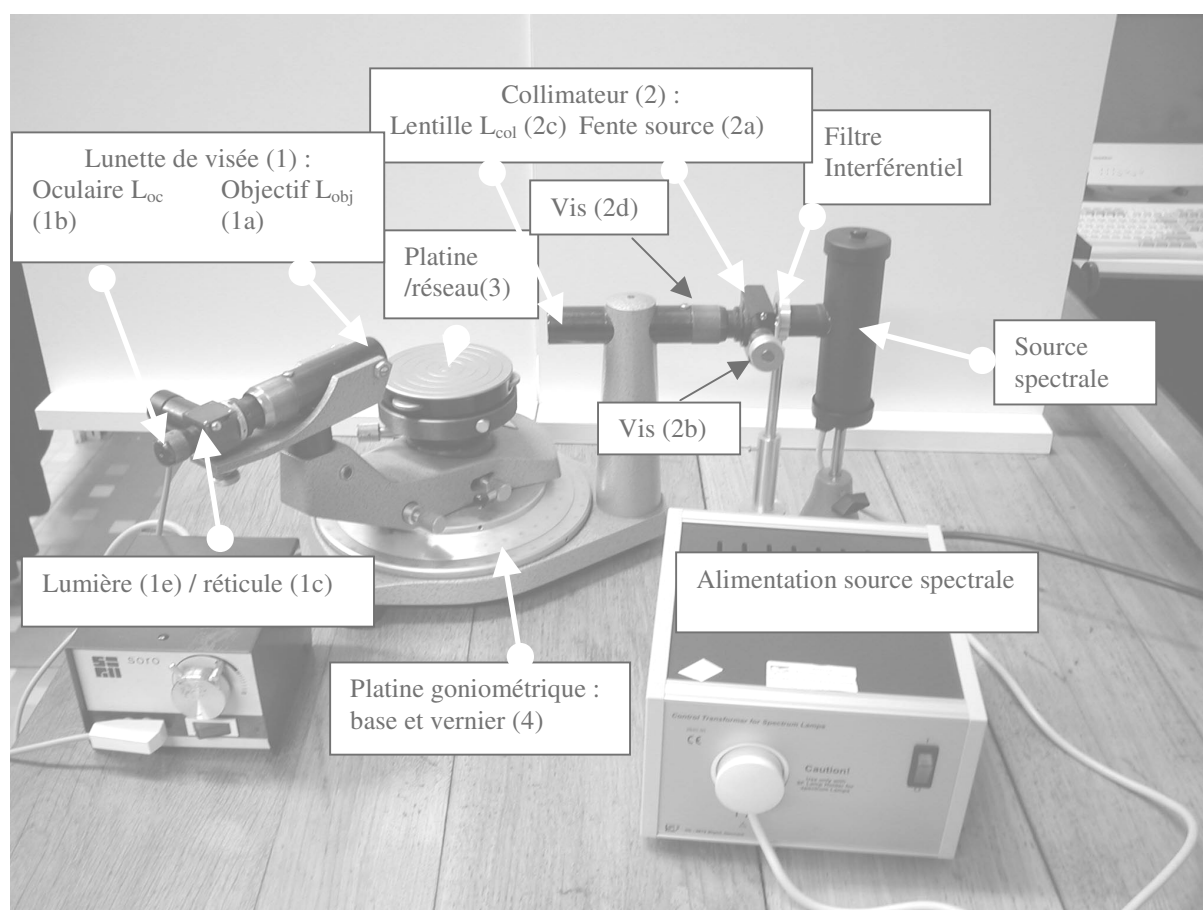
A. DESCRIPTION DU MATERIEL

1. Observations qualitatives

Matériel : un laser, une diapo (N= 2, 3, 4 fentes identiques), trois réseaux de pas différents, un écran blanc.

On utilise un laser pour éclairer, en lumière monochromatique, une diapo (N= 2, 3, 4 fentes identiques) puis trois réseaux différents. La figure de diffraction obtenue est projetée sur un écran blanc. On s'attachera à retrouver dans chaque figure la partie due à la diffraction et la partie due aux interférences. On notera également l'évolution des figures de diffraction (maxima principaux, secondaires, étendue de la figure, intensité,...) en fonction des différents réseaux.

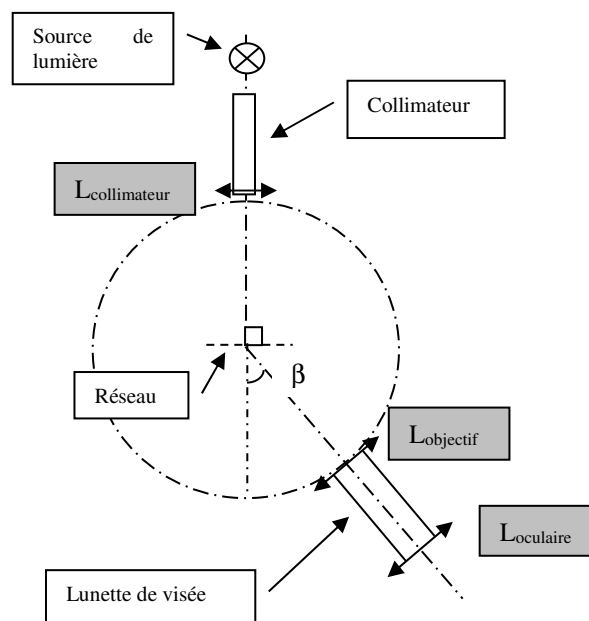
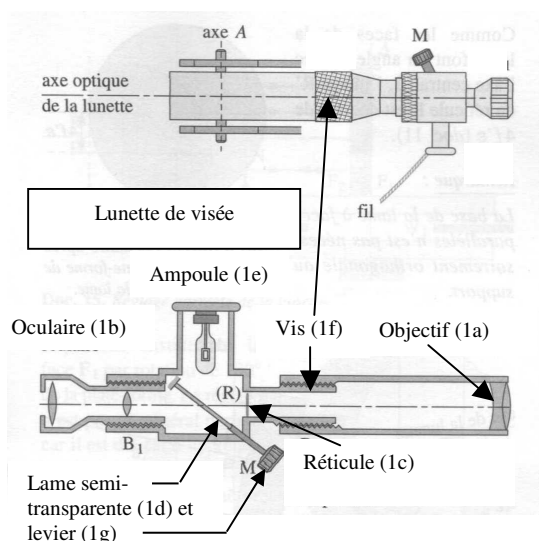
2. Description de la platine goniométrique et du matériel associé



Matériel : une lampe spectrale à vapeur de mercure, un filtre interférentiel pour la raie verte du mercure, un réseaux « Leybold » sur verre, une platine goniométrique.

La platine goniométrique permet d'effectuer des mesures d'angles. Elle est équipée d'une base fixe graduée de 0 à 360° (4), d'un collimateur (2), d'une platine mobile sur laquelle est centré le réseau (ou un prisme) (3) et d'une lunette de visée (1).

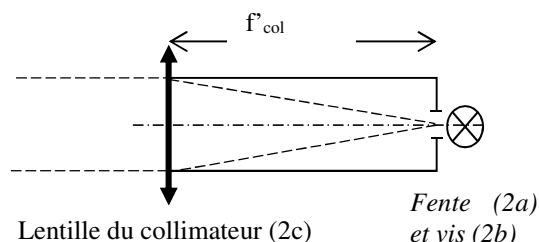
a) La lunette de visée



C'est un système centré constitué de deux lentilles, l'objectif L_{ob} (1a) et l'oculaire L_{oc} (1b) et d'un réticule (1c). Deux accessoires permettent de faciliter le réglage : la lame semi-transparente (1d) et une ampoule (1e) qui permet d'éclairer le réticule. On peut régler la position relative des deux lentilles avec la vis (1f) et déplacer la lame avec le levier (1g). On peut faire tourner la lunette autour du centre C de façon à explorer un large secteur angulaire $[\beta]$.

b) Le collimateur

Il permet de former un faisceau de lumière parallèle à partir d'une source quelconque. Constitué d'une fente (2a) de largeur s_0 ajustable avec la vis (2b), la fente est placée au foyer de la lentille L_{col} (2c) afin d'obtenir un faisceau de lumière parallèle. On peut modifier la position de la lentille en jouant sur la vis (2d).



3. Réglage du goniomètre¹

Le réseau est éclairé par un faisceau de lumière parallèle et la lumière diffractée est également, pour une direction β donnée, en faisceau parallèle : ce sont les conditions de diffraction de Fraunhofer.

Le goniomètre est réglé lorsque :

- L'oculaire est réglé pour la vue de l'utilisateur.
- La lunette est réglée en afocal (i.e. à l'infini).
- La normale au réseau est colinéaire à l'axe optique de la lunette et l'axe de la platine est d'une part orthogonal à l'axe optique de la lunette et passe d'autre part par le milieu du réseau.
- Les axes optique de la lunette et du collimateur sont colinéaires.

¹ la méthode est particulièrement bien décrite dans l'ouvrage « Optique », 1^{ère} année MPSI-PCSI_PTSI, collection H-Prépa, Hachette. A la BU : 2^{ème} étage côte « 535 opt ».

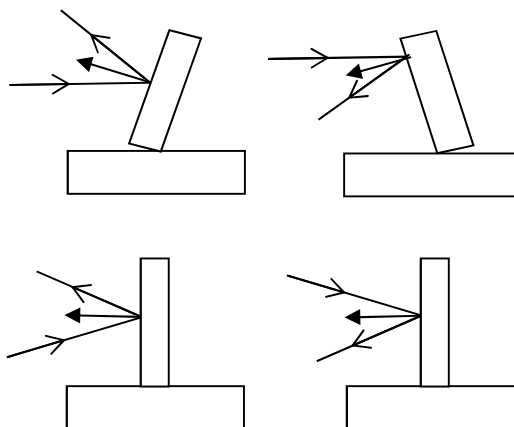
Attention à ne pas visser ou dévisser « à fond », à ne pas forcer les vis, à ne pas mettre ses doigts sur le réseau, le filtre, les lentilles,..., bref soyez soigneux(es) !

On remarquera que les éléments mobiles (lunette, platine) disposent d'une vis de blocage et d'une vis de déplacement fin.

1. L'oculaire est réglé lorsque l'on voit le réticule net. Pour effectuer ce réglage, on peut basculer horizontalement le levier (1g) de façon à éclairer le réticule (fond clair, réticule sombre) puis tourner l'oculaire pour régler la netteté. Ce réglage doit être effectué pour chaque observateur mais ne sera plus modifié avant l'aboutissement de la procédure de réglage.
2. Réglage de la lunette en afocal : on règle grossièrement la lunette puis la platine de support pour quelles soient horizontales. On place ensuite un miroir² **centré sur cette platine** : si le réticule est au foyer de la lentille objectif, son image par (L_{obj} , M, L_{obj}) est dans le plan du réticule. On devra donc régler le tirage de la lunette, avec la vis (1f), afin de voir net simultanément le réticule et son image. **Cette méthode est appelée autocollimation.**

Pour faciliter ce réglage on laisse la lame semi-transparente en position basculée pour éclairer le réticule.

3. Réglage des axes : lorsque l'axe de la lunette est colinéaire à la normale au réseau, le trait horizontal et le trait vertical du réticule sont confondus avec leurs images respectives. Pour régler la position horizontale, on ajuste par approximation successives la position de la platine de support du réseau/miroir (molettes (3a,b,c)) et la position de la lunette (vis sous la lunette). A chaque étape, on tournera la platine de 180° pour vérifier l'alignement.



Une fois le réglage effectué, on ramène le levier (1g) dans sa position initiale (fond sombre, réticule clair).

4. Placer la source spectrale au niveau de la fente (s_0) du collimateur et effectuer une rotation de la lunette de façon à faire coïncider l'image de la fente et le trait vertical du réticule. Réduire au minimum la largeur s_0 de la fente avec la vis (2b) puis régler la position de la lentille du collimateur (L_{col}) de façon à obtenir une image nette de la fente source. Le collimateur est alors réglé.
5. Amener le réticule en coïncidence avec l'image de la fente source (en tournant la lunette) et l'image du réticule en tournant le réseau.

A ce stade le goniomètre est réglé pour effectuer des mesures dans les meilleures conditions. Il ne faut plus modifier les réglages ni la position du réseau sur la platine.

On pourra cependant régler la largeur de fente (s_0) et l'oculaire pour effectuer les mesures dans des conditions d'observation confortables.

Lire et noter la valeur α de l'angle sur la platine et sur le vernier : ce sera le « zéro » pour les mesures suivantes. On remarquera que le vernier est gradué en en degré et minutes ($^\circ$, $'$)

B. MESURES EFFECTUEES EN INCIDENCE NORMALE

Remarque préliminaire : il faudra régler la position de la source spectrale (en particulier en hauteur) afin d'optimiser l'intensité des spectres observés.

² Si le réseau est suffisamment réfléchissant (cas d'un réseau en verre) on aura avantage à faire le réglage directement avec le réseau, à la place du miroir.

1. Observations qualitatives en lumière polychromatique

- Utiliser la source spectrale à vapeur de mercure (Hg)
- Tourner la lunette à gauche puis à droite pour observer les spectres à différents ordres
- Observer le spectre du premier ordre, se placer sur la raie jaune et jouer sur la largeur de fente s_0 . Observations ?
- Observer les ordres supérieurs à $k=1$: que peut-on dire des ordres pairs ?
- A partir de quel ordre observe-t-on le chevauchement d'ordre ?

2. Mesures en lumière polychromatique

Vérifier que l'on a bien relevé la valeur α_0 de l'ordre 0. Pour les 3 premiers ordres ($k=1, 2, 3$) mesurer l'angle $\alpha(k, \lambda)$ de diffusion pour les raies indigo, jaune et vert. Attention à ne pas confondre l'indigo (bleu/violet assez intense) et le violet. Pour le jaune on prendra une position moyenne sur le doublet. Calculer les valeurs $\beta(k, \lambda) = \alpha(k, \lambda) - \alpha_0$ et représenter graphiquement ces résultats en traçant sur papier millimétré $\sin\beta(k, \lambda) = f(k)$.

Mesurer également l'angle $\beta(k=5, \lambda = \text{vert})$ pour la raie verte du mercure.

3. Etalonnage du réseau

Utiliser les courbes $\sin\beta(k, \lambda) = f(k)$ pour déterminer le nombre de trait par unité de longueur constituant le réseau. On donne :

- $\lambda_{\text{jaune}} = 579 \text{ nm}$
- $\lambda_{\text{vert}} = 546,1 \text{ nm}$
- $\lambda_{\text{indigo}} = 435,8 \text{ nm}$
- $\lambda_{\text{violet I}} = 407,8 \text{ nm}$
- $\lambda_{\text{violet II}} = 404,6 \text{ nm}$

C. OBSERVATION DU MINIMUM DE DEVIATION

Cette partie est facultative : à ne faire que si l'on a compris et réalisé les réglages et les mesures précédentes.

Avant de continuer, il est recommandé de lire et de comprendre la description théorique du minimum de déviation.

- Intcaler le filtre interférentiel entre la lampe spectrale et la fente source.
- Régler l'ouverture de la fente source pour que l'intensité observée soit suffisante
- Se placer sur le spectre du 5^{ème} ordre et effectuer une rotation de la platine du réseau de quelques degrés vers la gauche puis vers la droite. Chercher la position pour laquelle $|\beta(k, \lambda)|$ tend vers un minimum.
- Relever la valeur de $|\beta_{\min}|$ pour l'ordre $|k| = 5$ et la comparer avec la valeur obtenue en incidence normale.

INTERFEROMETRE DE FABRY-PEROT

I.	NOTIONS FONDAMENTALES	78
A.	PRINCIPE.....	78
B.	EXPRESSION DE LA DIFFERENCE DE PHASE	79
C.	EXPRESSION DE L'INTENSITE	79
D.	NOTION D'ORDRE D'INTERFERENCE	80
E.	RAYON DES ANNEAUX	81
F.	NOTION D'INTERVALLE SPECTRAL LIBRE (ISL)	82
G.	CHEVAUchement D'ORDRE.....	83
H.	NOTION DE FINESSE	84
II.	PARTIE EXPERIMENTALE : DISPOSITIF ET MESURES.....	85
A.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	85
B.	REGLAGE DE L'INTERFEROMETRE / OBTENTION DU DIAGRAMME D'INTERFERENCES.	86
C.	MESURE DE LA DISTANCE ENTRE LES MIROIRS.....	87
D.	MESURE D'UN INTERVALLE « PETIT » DE LONGUEUR D'ONDE	88

I. NOTIONS FONDAMENTALES

A. PRINCIPE

L'interféromètre de Fabry-Pérot est un appareil qui permet d'obtenir des interférences entre un grand nombre de rayons lumineux provenant d'un même rayon incident. On parle d'*interféromètre à ondes multiples*.

Le principe repose sur *la division d'amplitude* de l'onde incidente. Cette division est réalisée à l'aide de réflexions multiples obtenues sur deux miroirs parallèles, partiellement réfléchissants. Comme le montre la figure 1, pour une m^{me} incidence $-i$, les rayons issus de l'interféromètre ressortent parallèles et interfèrent donc à l'infini. On parle d'*interférences localisées à l'infini* (voir TP Cohérence). Pour les observer il est possible de les projeter dans le plan focal image d'une lentille (objectif).

Compte tenu de la géométrie du système interférentiel et si un grand nombre d'angles d'incidence $[i]$ sont délivrés par la source de lumière, la figure d'interférence est formée et caractérisée par des anneaux.

Notations :

On appellera	i	l'angle d'incidence de l'onde
	A	l'amplitude de l'onde incidente
	e	la distance entre les deux miroirs (ou épaisseur de la lame d'air)
	φ	le déphasage entre deux rayons émergents successifs
	δ	la différence de marche entre deux rayons émergents successifs
	f	la distance focale de l'objectif permettant l'observation des interférences
	r	le rayon des anneaux dans le plan focal de l'objectif

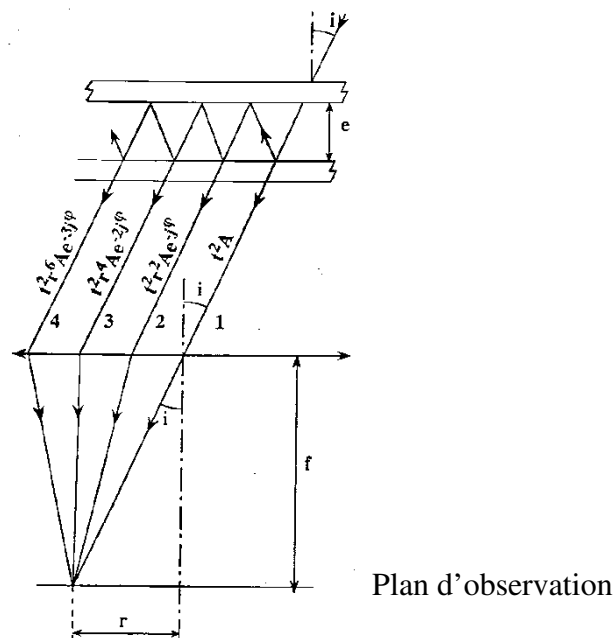


Figure 1

B. EXPRESSION DE LA DIFFERENCE DE PHASE

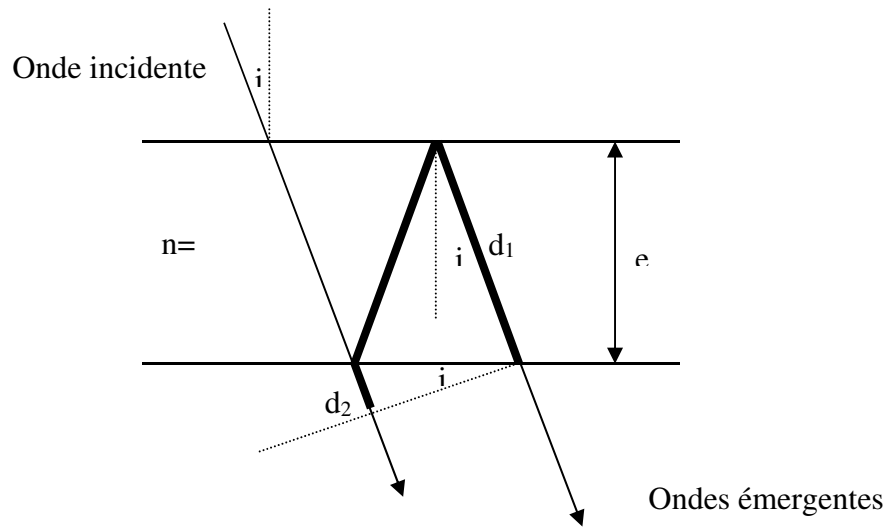


Figure 2

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \text{ avec } \delta = 2nd_1 - d_2.$$

Ici il s'agit d'une lame d'air donc $n=1$ et $\delta = 2d_1 - d_2$

$$\text{Avec } d_1 = \frac{e}{\cos(i)} \text{ et } d_2 = 2d_1 \sin^2(i), \text{ on a } \delta = 2d_1(1 - \sin^2(i)) = 2d_1 \cos^2(i)$$

$$\text{D'où } \delta = 2e \cos(i) \text{ et } \varphi = \frac{4\pi}{\lambda} e \cos i$$

C. EXPRESSION DE L'INTENSITE

L'amplitude résultante est :

$$A = A_0 t^2 (1 + r^2 e^{-j\varphi} + (r^2 e^{-j\varphi})^2 + \dots) = A_0 t^2 \left(\frac{1}{1 - r^2 e^{-j\varphi}} \right)$$

avec r et t les coefficients de réflexion et de transmission. $R=r^2$ et $T=t^2$.

$$A = A_0 T \left(\frac{1}{1 - R e^{-j\varphi}} \right)$$

$$I = AA^* = I_0 T^2 \left(\frac{1}{1 + R^2 - 2R \cos(\varphi)} \right)$$

Avec $\cos(\varphi) = 1 - 2\sin^2(\varphi/2)$

$$I = AA^* = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \text{ fonction d'Airy}$$

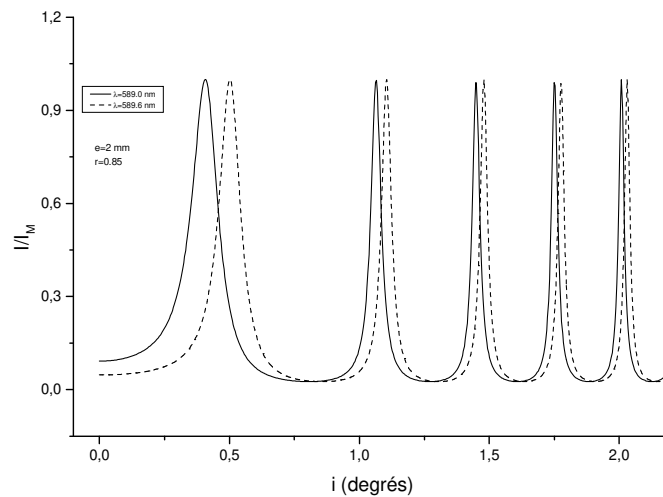


Figure 3 : Représentation de la fonction d’Airy en fonction de l’angle d’incidence pour deux longueurs d’onde différentes.

D. NOTION D’ORDRE D’INTERFERENCE

On a un maximum d’intensité lumineuse pour $\varphi = 2\pi p_k$ p_k étant un nombre entier.

Cette condition est alors réalisée pour des angles particuliers i_k tels que :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \delta_k = 2\pi p_k \text{ ou encore } \boxed{p_k = \frac{\delta_k}{\lambda} = \frac{2e \cos(i_k)}{\lambda}}. \quad p_k \text{ est appelé ordre d'interférence.}$$

Le diagramme d’interférences est donc constitué d’anneaux concentriques intenses et très fins.

Ordre d’interférences au centre du diagramme : $i=0$, $\varphi_0 = \frac{4\pi}{\lambda} e$ d’où $p_0 = \frac{\delta_0}{\lambda} = \frac{2e}{\lambda}$

REMARQUE : pour une valeur quelconque de e , p_0 n’est pas forcément un entier, on aura un maximum d’intensité au centre que pour certaines valeurs de e seulement.

Lorsqu’on s’éloigne du centre du diagramme, c’est-à-dire lorsque l’angle d’incidence i augmente, on atteint le premier anneau brillant pour un angle i_1 tel que p_1 soit un entier.

On définit alors la quantité ε (positive) appelée excédent fractionnaire et telle que $p_1 = p_0 - \varepsilon$.

On remarquera que l’ordre d’interférence diminue lorsqu’on s’éloigne du centre

On a les relations suivantes pour des ordres entiers : $p_{k+1} = p_k - 1$ et $p_k = p_0 - \varepsilon - (k-1)$

E. RAYON DES ANNEAUX

Les interférences étant localisées à l'infini, il faut utiliser une lentille de focale f pour observer les anneaux dans son plan focal (plan d'observation – voir figure 1)

On a $\tan(i_k) = \frac{r_k}{f}$. i_k étant très faible, on peut faire l'approximation $i_k \approx \frac{r_k}{f}$.

$$\left. \begin{aligned} p_k &= \frac{2e}{\lambda} - \varepsilon - (k-1) \\ p_k &\approx \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{i_k^2}{2}\right) \end{aligned} \right\} \frac{2e}{\lambda} \frac{i_k^2}{2} = \varepsilon + k - 1$$

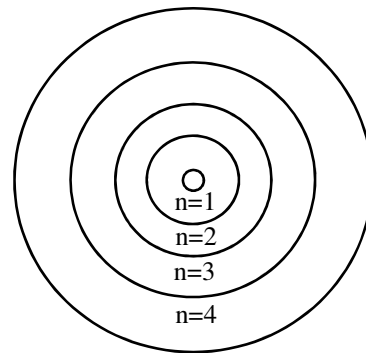
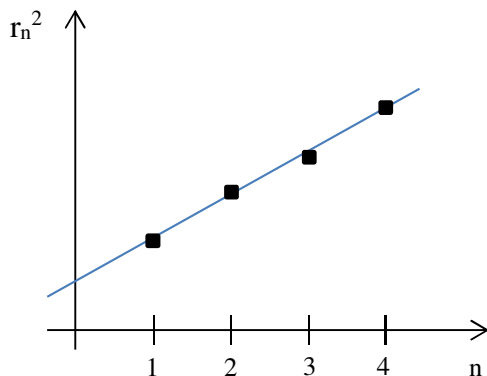
D'où

$$r_k^2 = \frac{\lambda}{e} f^2 (\varepsilon + k - 1)$$

Cette expression peut se réécrire, pour chaque couple de valeur (r_k, k) :

$$r_k^2 = \frac{\lambda}{e} f^2 (k - 1) + \frac{\lambda}{e} f^2 \varepsilon$$

Où k est un entier inconnu, fixé dès lors que l'épaisseur e est fixée. On pose ensuite $(k-1) = n$ où n est un entier qui repère les anneaux en partant du centre ($n = 1, 2, 3, \dots$). Il est possible ainsi de représenter l'évolution du carré du diamètre des anneaux successifs par le graphe ci-dessous.



La pente de la droite obtenue permet alors de déterminer l'épaisseur e de la lame d'air (distance entre les miroirs).

On remarquera aussi d'après les expressions précédentes que : $r_{k+1}^2 - r_k^2 = \frac{\lambda}{e} f^2$

F. NOTION D'INTERVALLE SPECTRAL LIBRE (ISL)

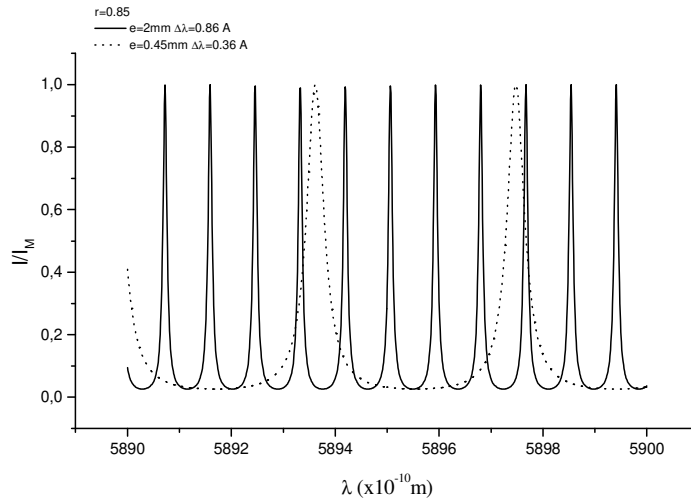


Figure 4 : Intensité en fonction de la longueur d'onde. Intervalle spectral libre.

L'intensité est représentée sur la figure 4 pour deux épaisseurs différentes de l'interféromètre. Elle représente l'intensité que l'on verrait au centre si l'on faisait varier la longueur d'onde de la source. Certaines longueurs d'onde sont visibles (sont transmises par le Fabry-Pérot) d'autres ne sont pas transmises. L'intervalle de longueurs d'onde non transmises par l'interféromètre, c'est-à-dire l'intervalle de longueurs d'onde compris entre deux maximum s'appelle l'intervalle spectral libre (ISL). Il dépend de la distance entre les deux miroirs.

En particulier si l'on veut réaliser un filtre interférentiel, il faudra utiliser une distance entre miroir très petite de façon à ne laisser passer qu'une seule longueur d'onde dans une large gamme spectrale.

Pour calculer l'ISL il faut considérer qu'entre deux maxima d'intensité, l'ordre d'interférence a varié de 1. L'ordre d'interférence au centre est :

$$p = \frac{2e}{\lambda}$$

$$\Delta p = \frac{2e}{\lambda^2} \Delta \lambda$$

Avec $\Delta p = 1$, on a

$$\boxed{\text{ISL} = \Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2e}}$$

G. CHEVAUCHEMENT D'ORDRE

Pour parler de chevauchement d'ordre, il faut considérer une source polychromatique. Chaque longueur d'onde de la source va créer son propre système d'interférence donc son propre système d'anneaux. Les phénomènes sont en général compliqués, il peut se produire des effets de brouillage. Prenons ici par exemple le cas de la lampe à vapeur de sodium qui possède un doublet dans le jaune. Dans ce cas simple, où le domaine spectral est constitué de deux raies fines et peu décalées, on observera toujours deux systèmes d'anneaux.

Supposons que l'on regarde au centre la naissance (=l'apparition) des anneaux lorsque l'on fait varier l'épaisseur de l'interféromètre. Supposons que l'interféromètre est réglé de telle façon que l'on ait un maximum d'interférence au centre. La variation d'épaisseur Δe nécessaire pour obtenir un nouveau maximum d'interférence est :

$$\Delta e = \frac{\lambda}{2}$$

A chaque variation de e égale à $\lambda/2$, on fait apparaître un nouvel anneau. Les valeurs Δe pour λ_1 et λ_2 étant différentes, il existe des valeurs de e pour lesquelles les anneaux vont naître en même temps. A cette position particulière de l'épaisseur, il se produit un chevauchement d'ordre. Cela signifie concrètement que si, en faisant varier l'épaisseur de l'interféromètre d'une certaine valeur, on a fait apparaître k anneaux pour λ_1 on en a fait apparaître $k+1$ pour λ_2 . On parle parfois de « vitesse de défilement » des anneaux. Cette vitesse dépend de la longueur d'onde.

Pour ces valeurs particulières de e , les deux systèmes d'anneaux sont superposés. Ces valeurs s'obtiennent en écrivant que l'ordre d'interférence doit être, au centre, un entier pour les deux longueurs d'onde considérées. On en déduit :

$$p_0^{\lambda_1} = p_0^{\lambda_2} + k$$

où k est un entier : c'est le chevauchement d'ordre.

$$\frac{2e}{\lambda_1} = \frac{2e}{\lambda_2} + k$$

soit

$$e_{\text{sup}} = k \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)}$$

De même on détermine les valeurs de e pour lesquelles les anneaux sont exactement intercalés :

$$e_{\text{int}} = \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)}$$

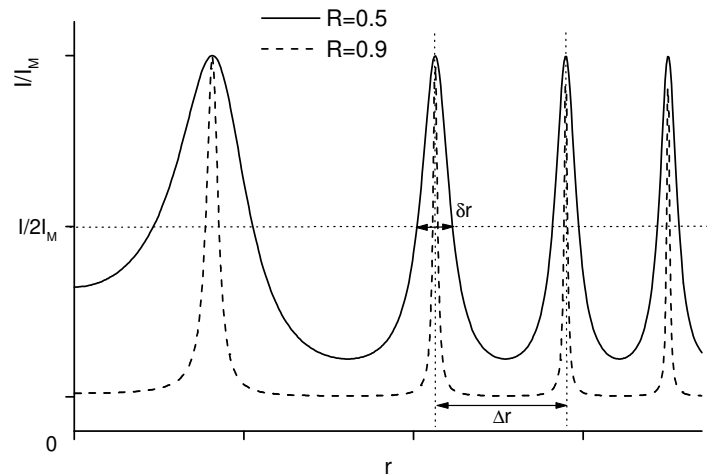
Relation avec l'ISL

Si le domaine de longueur d'onde de la source $\Delta\lambda_{\text{source}} = \lambda_2 - \lambda_1$ est supérieur à l'ISL alors il y a chevauchement d'ordre.

En effet il ya chevauchement d'ordre dès que $k > 1$ c'est à dire $\frac{2e\Delta\lambda_{\text{source}}}{\lambda_1 \lambda_2} > 1$ ou encore

$$\Delta\lambda_{\text{source}} > \frac{\lambda^2}{2e} \text{ soit } \boxed{\Delta\lambda_{\text{source}} > \Delta\lambda}$$

H. NOTION DE FINESSE

Figure 5 : Intensité en fonction de l'abscisse radiale r .

δr est la largeur à mi-hauteur

Δr est la distance entre deux anneaux.

La grandeur $N = \frac{\Delta r}{\delta r}$ reste constante pour une raie monochromatique, tant que l'épaisseur e est

faible. N caractérise la finesse des anneaux. On peut montrer que $N = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$. N augmente donc avec R .

A δr on peut faire correspondre une largeur spectrale fictive $\delta\lambda$.

A Δr correspond l'ISL $\Delta\lambda$.

Lorsque e augmente, $\Delta\lambda$ diminue ainsi que $\delta\lambda = \Delta\lambda / N$.

Soit $d\lambda$ la largeur spectrale réelle de la raie.

Si $\delta\lambda$ devient inférieure à $d\lambda$ alors la raie est résolue. Il est possible de déterminer la structure fine de la raie. Le profil de la raie occupe une partie croissante de l'ISL à mesure que e augmente et devient exactement égale à l'ISL quand $d\lambda = \Delta\lambda = \lambda^2/2e$.

Pour résoudre la structure fine d'une raie, il faut obtenir une distance entre les deux miroirs la plus grande possible de façon à diminuer $\delta\lambda$.

Dans notre cas, compte tenu des valeurs assez faible de e , on reste dans le cas où $\delta\lambda > d\lambda$. La grandeur expérimentale mesurable est donc $\delta\lambda$ qui représente en fait une limite supérieure de la largeur spectrale réelle de la raie.

II. PARTIE EXPERIMENTALE : DISPOSITIF ET MESURES

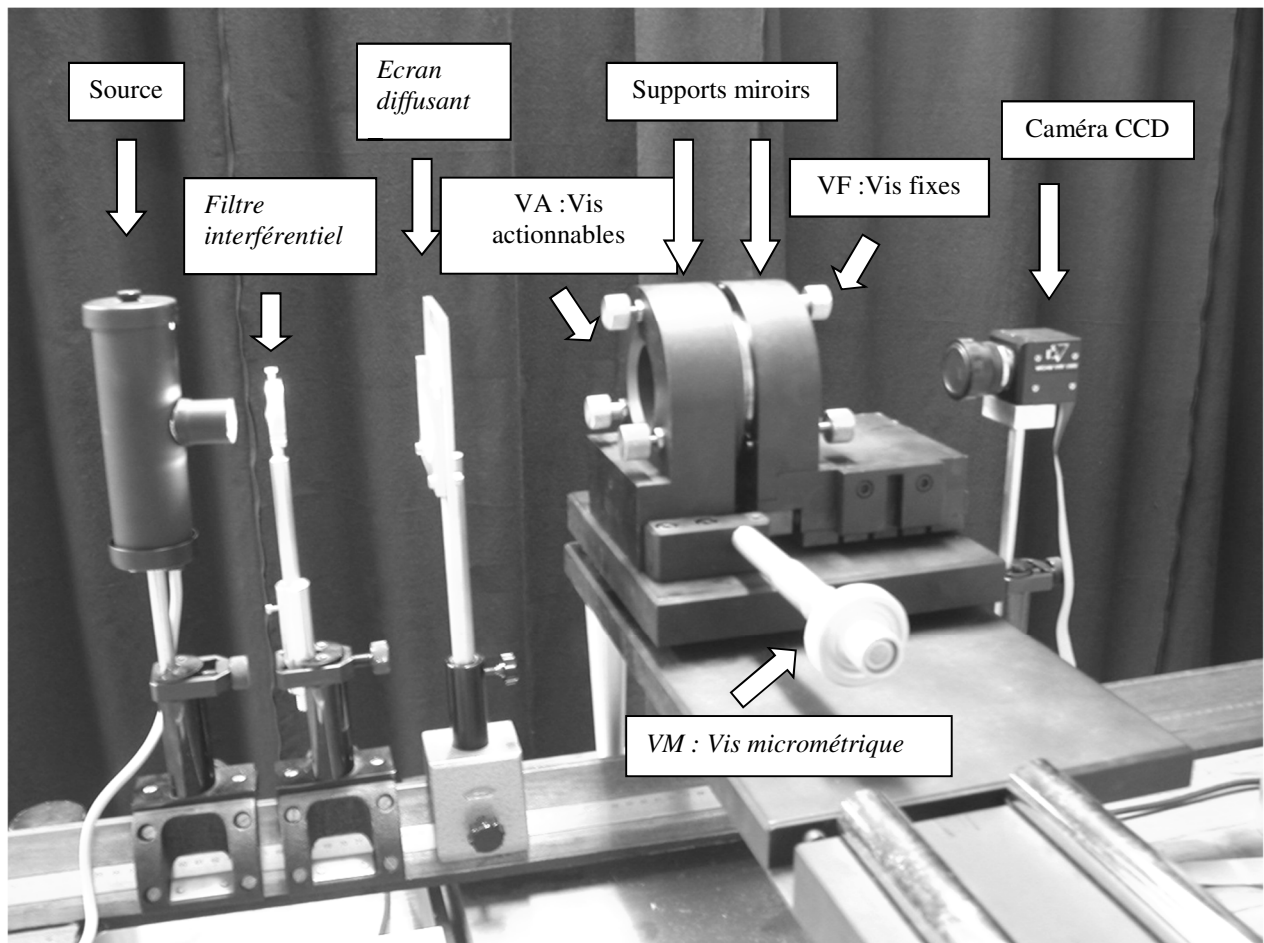
A. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Vous disposez de :

- Un interféromètre de marque SOPRA
- Une lampe à vapeur de mercure
- Un filtre interférentiel pour la raie verte du mercure
- Une lampe à vapeur de sodium
- Un écran diffusant
- Une caméra CCD munie d'un objectif (lentille) de focale $f' = +16 \text{ mm}$. La taille réelle de l'image prise par la caméra est de (4,8 mm x 3,6 mm) soit une **diagonale de 5,952 mm**.
- Un PC connecté en USB à la caméra.

$$\lambda_{\text{vert-Hg}} = 546,1 \text{ nm.}$$

$$\bar{\lambda}_{\text{jaune-Na}} = 589,3 \text{ nm}$$



B. REGLAGE DE L'INTERFEROMETRE / OBTENTION DU DIAGRAMME D'INTERFERENCES.

Dans cette partie on éclairera l'interféromètre avec la lampe à vapeur de mercure dont on sélectionne la raie verte grâce à une filtre interférentiel : $\lambda = 546,1 \text{ nm}$. On souhaite obtenir la figure d'interférences constituée d'anneaux concentriques fin et réguliers.

ATTENTION : avant tout réglage, consultez les instructions présentes sur le dispositif !

1. Choisir une épaisseur e à l'aide de la vis micrométrique VM.
2. Réglez l'interféromètre afin de rendre les miroirs parfaitement parallèles.

Chaque miroir est monté sur un support équipé de trois vis. Les vis situées de chaque côté sont similaires et ***vous ne pouvez/devez actionner que les vis situées du côté source***. Elles permettent un réglage très fin de l'orientation du miroir. Les vis situées côté caméra ne doivent pas être dérèglées (Vis Fixes). En cas de problème/d'erreur, faire appel à l'enseignant.

Le ***réglage*** se fait ***en trois étapes*** :

1. Sans le calque et avec le filtre vert, regarder la source à travers les miroirs et agir sur les vis côté source (*on remarque qu'une des trois vis est fixe*) jusqu'à superposition de toutes les images de cette source. On doit apercevoir alors des franges courbes superposées à l'image de la source.
2. Disposer alors l'écran diffusant (calque) entre la source et l'interféromètre (*et accommoder votre œil à l'infini*). Les franges courbes sont en fait des anneaux décentrés qu'il convient de centrer en agissant délicatement sur les vis.
3. Lorsque les anneaux paraissent centrés, déplacer l'œil latéralement, suivant un diamètre du miroir, verticalement et horizontalement : on voit alors (en général) défiler les anneaux (qui rentrent ou qui sortent par le centre de la figure). Ce défilement est dû à un défaut de parallélisme des miroirs suivant la direction considérée.

QUESTION : estimez l'écart de parallélisme (c'est-à-dire la différence d'épaisseur de la lame d'air entre les miroirs) si exactement un anneau apparaît ou disparaît au centre.

Agir alors très délicatement sur les vis (VA) afin de minimiser le nombre d'anneaux qui défilent lorsque vous déplacer votre œil parallèlement aux miroirs dans la direction des vis. Idéalement la figure d'interférences doit être absolument stable. Les miroirs sont alors rigoureusement parallèles.

CONSEIL : Pendant l'opération de réglage, évitez de toucher la table de travail et vérifier le parallélisme des miroirs (voir ci-dessus) sans toucher l'interféromètre !

Le réglage de l'interféromètre étant effectué, placer la caméra CCD pour observer les anneaux sur l'écran de l'ordinateur. On utilisera le logiciel [IC Capture]. Prendre le temps de lire la procédure détaillée dans le document déposé sur la table.

C. MESURE DE LA DISTANCE ENTRE LES MIROIRS

La distance e entre les deux miroirs, appelée épaisseur de la lame d'air, peut être modifiée en utilisant la vis micrométrique précise à $10\mu\text{m}$.

IMPORTANT : pour la vis micrométrique, on restera dans l'intervalle [45mm-65mm]

Pour l'épaisseur choisie précédemment pour le réglage de l'interféromètre, noter la valeur de la position de la vis micrométrique. Cette valeur notée l_{vis} ne correspond pas à l'épaisseur réelle de la lame d'air. Il existe simplement une relation linéaire entre l'indication de la vis micrométrique et l'épaisseur réelle :

$$e = V_{\text{étalon}} \cdot l_{\text{vis}} + e_0$$

L'épaisseur réelle doit être déterminée à partir du diagramme d'interférences obtenu.

Utilisez le logiciel recommandé pour faire l'acquisition du diagramme d'interférences puis ouvrir le fichier obtenu dans le logiciel de traitement d'images. Ce logiciel permet alors de repérer et mesurer le diamètre des anneaux.

(Voir tutoriel fourni sur la table d'expérience).

Prendre soin de calibrer au préalable l'outil de mesure afin d'obtenir en mm la valeur des diamètres des anneaux sur le capteur CCD correspondant au plan d'observation.

A partir des valeurs obtenues, tracez sur un tableur $r_n^2 = f(n)$. Observez qu'il s'agit bien d'une droite d'équation $[y = ax + b]$ et déterminer l'épaisseur de la lame d'air (e) à partir de la valeur $[a]$ de la pente de la droite obtenue par une régression linéaire.

Vous noterez alors le résultat : $e_1 = \quad \text{mm}$ pour $l_{\text{vis}1} = \quad \text{mm}$

Recommencer l'opération pour une autre position de la vis micrométrique (suffisamment différente de la première) et notez :

$e_2 = \quad \text{mm}$ pour $e_{\text{vis}2} = \quad \text{mm}$

Etalonnez alors la vis micrométrique c'est-à-dire déterminez la constante $V_{\text{étalon}}$ telle que :

$$V_{\text{étalon}} = \frac{\Delta e}{\Delta l_{\text{vis}}}$$

Pour les deux épaisseurs, on déterminera :

- les valeurs de l'ordre d'interférence au centre,
- ainsi que celle de l'intervalle spectral libre,

$$p_0 = \frac{2e}{\lambda}$$

$$\Delta\lambda(ISL) = \frac{\lambda^2}{2e}$$

D. MESURE D'UN INTERVALLE « PETIT » DE LONGUEUR D'ONDE

Dans cette partie, on utilisera la lampe à vapeur de sodium. L'objectif est de déterminer avec précision la largeur du doublet jaune $\Delta\lambda$. On donne la valeur moyenne $\bar{\lambda}_{\text{jaune-Na}} = 589,3 \text{ nm}$.

- Placer la lampe à vapeur de sodium et retirer le filtre interférentiel vert-Hg.
- Vérifier le parallélisme des miroirs.
- Observer et comprendre l'évolution des anneaux lorsque l'on fait varier l'épaisseur e de la lame d'air.
- Repérez les positions (l_{vis}) de la vis (VM) pour lesquelles les anneaux sont soit superposés soit « parfaitement » intercalés. Déterminez la longueur parcourue par la vis (VM) entre deux positions superposées, Δl_{sup} , et celle entre deux positions intercalées, Δl_{int} .
- Grâce à l'étalonnage précédent, $V_{\text{étalon}}$, en déduire la variation de distance, Δe , entre les miroirs pour passer d'une superposition à la suivante.
- A l'aide des expressions théoriques des positions superposées et intercalées, calculer $\Delta\lambda$.
- En déduire λ_1 et λ_2 .
- Pour chaque position où les anneaux sont superposés, donner la valeur du chevauchement d'ordre Δp .
- Calculer en dessous de quelle épaisseur il n'y a pas de chevauchement d'ordre.

MESURE DE LA BIREFRINGENCE D'UNE LAME MINCE

I.	RAPPELS ET DEFINITIONS	90
II.	EFFET D'UN POLARISEUR LINEAIRE SUR LA LUMIERE BLANCHE.....	91
III.	MATERIAUX BIREFRINGENTS	91
IV.	EFFET D'UNE LAME BIREFRINGENTE SUR UNE VIBRATION RECTILIGNE:.....	92
A.	LAMES BIREFRINGENTES PARTICULIERES.	94
1.	<i>Lame demi onde</i>	94
2.	<i>Lame quart d'onde</i>	94
B.	METHODE SENARMONT POUR MESURER LA BIREFRINGENCE D'UNE LAME.	94
V.	MISE EN EVIDENCE DES LIGNES NEUTRES.....	96
A.	MONTAGE COMMUN	96
1.	<i>Lames demi-onde</i>	96
2.	<i>Lames quart d'onde</i>	96
VI.	MESURE DE LA BIREFRINGENCE D'UNE LAME DE MICA.....	97
A.	INVENTAIRE DU MATERIEL (PHOTO 1)	97
B.	PREREGLAGES :	97
1.	<i>Réglage de la source et du monochromateur (Photo 2 ; Figure 7).....</i>	97
2.	<i>Fonctionnement et réglage de l'analyseur à pénombre</i>	98
3.	<i>Réglage de l'angle ε de l'analyseur à pénombre :.....</i>	99
C.	PROCEDURE POUR LA MESURE DE LA BIREFRINGENCE DE LA LAME DE MICA	100

Un peu d'histoire : On attribue généralement au danois Erasmus Bartholinus la découverte de la biréfringence¹ du Spath d'Islande. Ses expériences sont décrites dans un ouvrage intitulé: "EXPERIMENTA CRYSTALLI ISLANDICI" publié en 1670.

" *Hujus cristalli examini cum ulterius incumberem, mirum & insolitum apparuit Phaenomenon, qvo objecta per id conspecta, non sicuti in aliis corporibus pellucidis, simplici imagine refracta exhiberentur, sed Dupla.*"

"Lorsque j'examinais plus longuement ce cristal, un phénomène merveilleux et insolite apparut, l'image des objets vus à travers celui-ci n'était pas unique comme avec les corps transparents ordinaires, mais double."

I. RAPPELS ET DEFINITIONS

- La direction de polarisation de la lumière est donnée par la direction de son champ $\vec{E}$:
- Pour une lumière non polarisée (ou « naturelle »), il n'y a pas de direction particulière de $\vec{E}$. Le vecteur champ électrique prend des directions aléatoires. (*Voir chapitre introduction*)
- Lorsque le vecteur champ $\vec{E}$ garde une direction fixe dans le plan d'onde on parle d'une onde polarisée rectilignement
- Lorsque l'extrémité du vecteur champ $\vec{E}$ décrit un cercle dans le plan d'onde on parle d'une onde polarisée circulairement. L'observateur regardant la source, si l'extrémité du vecteur champ $\vec{E}$ tourne vers la droite on parle d'une onde polarisée circulairement droite, vers la gauche d'une onde polarisée circulairement gauche.
- Lorsque l'extrémité du vecteur champ $\vec{E}$ décrit une ellipse dans le plan d'onde on parle d'une onde polarisée elliptiquement (même convention que ci-dessus pour une onde polarisée elliptiquement gauche ou droite).

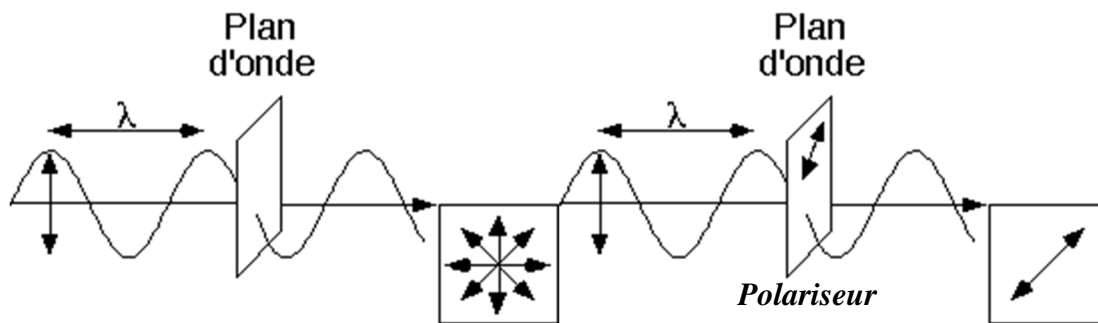


Figure 1a

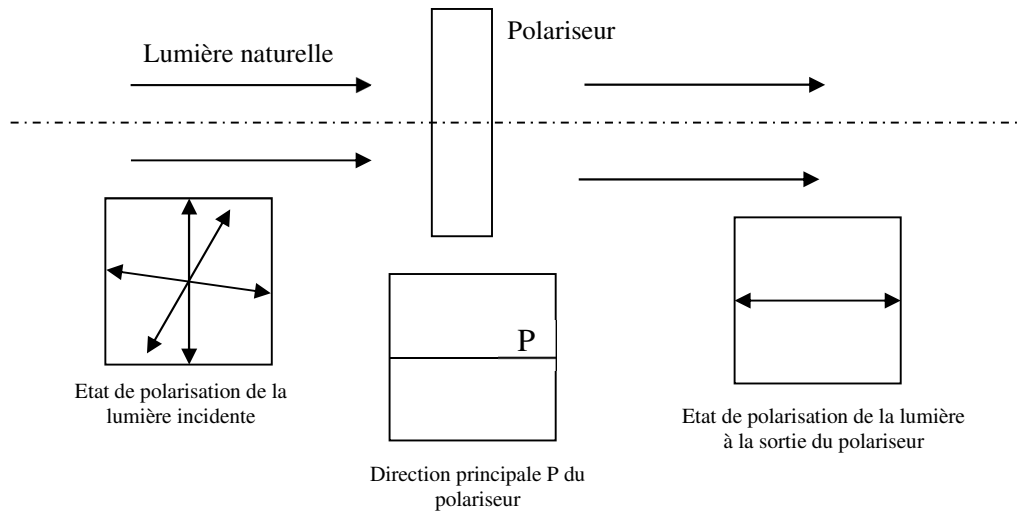
Figure 1b

REMARQUE : Pour éviter les lourdeurs du langage "vibration rectiligne" est synonyme de "lumière polarisée rectilignement". ATTENTION ne confondez pas "vibration rectiligne" et "propagation de la lumière rectiligne". Dans le premier cas on parle de "l'état de polarisation de la lumière" (donc de l'orientation du vecteur champ $\vec{E}$) dans l'autre de "la propagation de la lumière" (et donc du vecteur de propagation $\vec{k}$).

¹ La réfringence est la capacité à dévier la lumière : plus l'indice optique n est grand, plus le matériau est réfringent

II. EFFET D'UN POLARISEUR LINEAIRE SUR LA LUMIERE BLANCHE

Plaçons en incidence normale un polariseur linéaire sur le trajet de la lumière naturelle.



Les vibrations perpendiculaires à la direction de transmission du polariseur P sont éteintes. Pour les vibrations obliques par rapport à la direction du polariseur seule la projection sur la direction P est transmise. Les vibrations parallèles à P sont transmises totalement.

Le polariseur linéaire permet d'un part de polariser rectilignement la lumière mais aussi de déterminer l'orientation d'une vibration rectiligne. On parle alors d'analyseur de direction principale A. En effet, plaçons successivement un polariseur P puis un analyseur A sur le trajet de la lumière blanche. On peut orienter l'analyseur de telle manière qu'il n'y ait plus de lumière à la sortie de l'analyseur. Dans ce cas on sait que la direction P (donc l'orientation de la vibration rectiligne à l'entrée de l'analyseur) est perpendiculaire à la direction A.

III. MATERIAUX BIREFRINGENTS

Les **matériaux biréfringents** présentent des indices optiques différents suivant la direction de propagation. On retrouve cela dans l'étymologie du terme :

- « bi » pour double
- La réfringence est une propriété optique des milieux transparents caractérisée par l'indice optique $n = \frac{c}{v}$. Ces matériaux sont bien connus et étudiés depuis fort longtemps (Bartholin, Huyghens / 18°S).

Du point de vue cristallographique, on observe une direction de propagation de la lumière particulière, dans le matériau biréfringent, pour laquelle l'indice n est indépendant de la direction de polarisation ($\vec{E}$) : cette direction est appelée **axe optique** du milieu. Les cristaux naturels sont classés en **milieux uniaxes** (un seul axe optique) et **milieux biaxes** qui présentent deux axes optiques. Les matériaux que nous utilisons en TP sont uniaxe (calcite, quartz).

La **biréfringence** est une **propriété** particulière des **matériaux anisotropes** linéaires. Lorsqu'un champ électrique $\vec{E}$ traverse ce genre de substance, en raison de la nature même de la structure

moléculaire, les électrons répondent de façon différente d'une part aux oscillations d'un champ électrique oscillant dans la direction parallèle à l'axe de symétrie moléculaire et d'autre part aux oscillations d'un champ électrique les déplaçant perpendiculairement à cet axe. On dit qu'une telle substance est biréfringente : elle a deux possibilités de réfracter, c'est-à-dire **deux indices de réfraction n' et n''** , dépendant de la direction de la polarisation à l'intérieur de la substance.

On observe également de la biréfringence induite par des tensions mécanique, dans des matériaux initialement isotropes.

Dans les deux cas le matériau biréfringent se caractérise expérimentalement par :

- Deux directions différentes pour lesquelles les indices optiques n_1 et n_2 sont différents
- La présence de lignes neutres

L'observation de ces éléments, en particulier pour les cristaux, est lié à la direction d'observation et donc de propagation de la lumière et à la façon dont est taillé le cristal (ou la lame mince).

On peut montrer assez facilement qu'il apparait un déphasage entre les composantes de l'onde qui se propagent suivant chacune de ces deux directions.

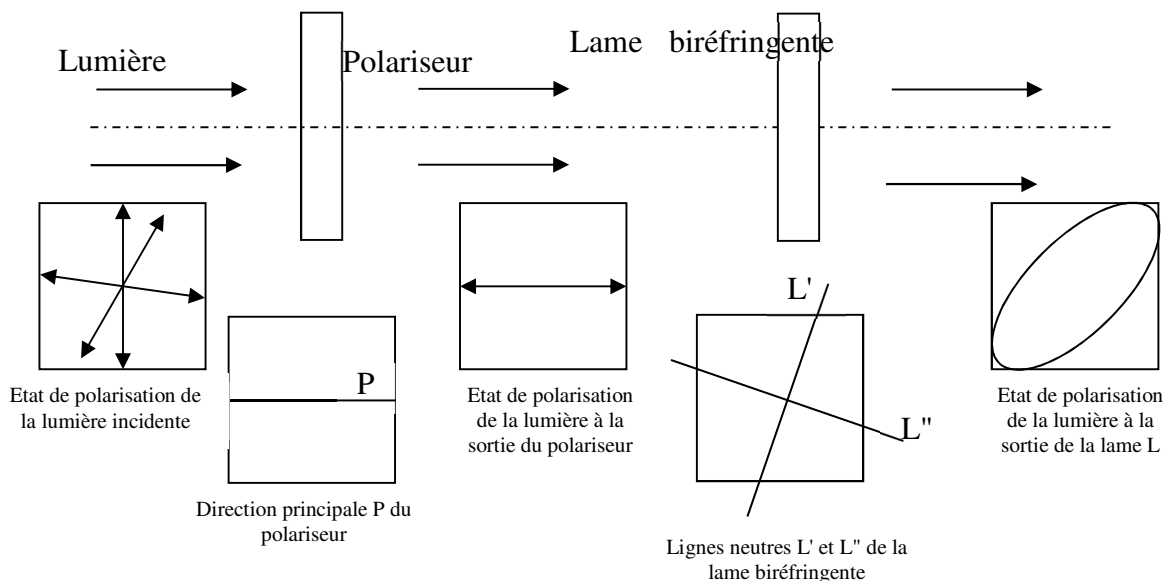
Le terme lame mince est employé pour des lames biréfringentes pour lesquelles le déphasage est bien défini. Ces lames sont caractérisées (caractéristique vendeur) par leur épaisseur optique $e \cdot \Delta n$ (avec $\Delta n = n_e - n_o$).

Remarque : les lames sont taillées // c.a.d. avec l'axe optique (indice n_e) // aux faces de la lame.

IV. EFFET D'UNE LAME BIREFRINGENTE SUR UNE VIBRATION RECTILIGNE:

Plaçons successivement un polariseur linéaire et une lame biréfringente sur le trajet d'une lumière non polarisée.

La vibration rectiligne à la sortie du polariseur est suivant P. En d'autres termes la direction du champ $\vec{E}$ de la lumière à l'entrée de la lame biréfringente est suivant P.



La lame biréfringente L est caractérisée par ces deux lignes neutres L' et L". On parle de lignes neutres car si la vibration rectiligne incidente est parallèle à l'une d'elles, son état de polarisation n'est pas altéré à la sortie de la lame biréfringente.

Comme cela a été souligné dans l'introduction, les deux lignes neutres L' et L" de la lame biréfringente L ne sont pas identiques : lorsque la vibration à l'entrée est parallèle à l'une d'elle, elle se propage avec une vitesse V' ; lorsqu'elle est parallèle à l'autre, elle se propage à la vitesse V". On appelle biréfringence de la lame, la différence des indices n' et n" associés respectivement aux vitesses V' et V".

Supposons que la direction principale du polariseur P fasse un angle α avec la ligne neutre L' de la lame L. Bien noter que la direction P représente la direction du vecteur champ $\vec{E}$ à l'entrée de L. A l'entrée de L, projetons le vecteur champ $\vec{E}$ d'amplitude a suivant les directions OX et OY parallèles aux directions principales L' et L" de la lame biréfringente. Les deux composantes sont en phases :

$$X = a \cos\alpha \cos(\omega t)$$

$$Y = a \sin\alpha \cos(\omega t)$$

Les deux vibrations traversent la lame sans être déformées, mais avec des vitesses différentes. Si la lame a une épaisseur -e-, à la sortie de la lame biréfringente on obtient :

$$X = a \cos\alpha \cos\omega(t - \frac{e}{V'})$$

$$Y = a \sin\alpha \cos\omega(t - \frac{e}{V''})$$

Par un simple changement de l'origine des temps tel que $t' = t - \frac{e}{V'}$ on obtient :

$$X = a \cos\alpha \cos(\omega t')$$

$$Y = a \sin\alpha \cos\omega(t' - e(\frac{1}{V''} - \frac{1}{V'}))$$

C'est-à-dire

$$X = a \cos\alpha \cos(\omega t')$$

$$Y = a \sin\alpha \cos(\omega t' - \varphi)$$

$$\text{Avec } \varphi = \frac{2\pi e \left(\frac{1}{V''} - \frac{1}{V'} \right)}{T} = \frac{2\pi e \left(\frac{c}{V''} - \frac{c}{V'} \right)}{cT} = \frac{2\pi e (n'' - n')}{\lambda}$$

Les deux vibrations présentent entre elles une différence de phase de $\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi e (n'' - n')}{\lambda}$ soit une différence de marche de $\delta = (n'' - n')e$.

Suivant les valeurs que prennent l'angle α , l'épaisseur de la lame e et la longueur d'onde λ , la vibration émergente peut être elliptique, circulaire ou rectiligne. Dans le cas particulier ou $\alpha=0^\circ$, c'est-à-dire dans le cas où la vibration rectiligne incidente est, soit suivant L', soit suivant L", son état de polarisation ne change pas : la vibration émergente est alors rectiligne.

A partir de la mesure de φ , connaissant la longueur d'onde et l'épaisseur de la lame, il est donc possible d'en mesurer sa biréfringence.

A. LAMES BIREFRINGENTES PARTICULIERES.

1. lame demi onde

(On notera D' et D'' les lignes neutres² de la lame demi onde) :

Si la lame est telle que $\delta=\lambda/2$ ou $\varphi=(2k+1)\pi$ la lame est dite demi onde.

A l'entrée on a	$X = a \cos\alpha \cos(\omega t)$	$Y = a \sin\alpha \cos(\omega t)$
A la sortie on a	$X = a \cos\alpha \cos(\omega t)$	$Y = a \sin\alpha \cos(\omega t - \pi) = -a \sin\alpha \cos(\omega t)$

La vibration émergente reste rectiligne mais sa direction a changé. En effet, elle est le symétrique de la vibration incidente par rapport à D' et D'' (Figure 4)

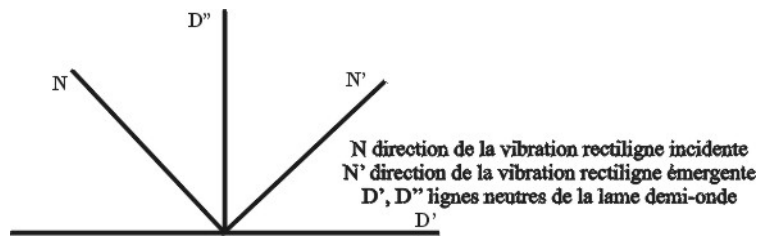


Figure 4 : Action de la lame demi-onde sur une vibration rectiligne

2. lame quart d'onde

(On notera Q' et Q'' les lignes neutres³ de la lame quart onde)

Si la lame est telle que $\delta=\lambda/4$ ou $\varphi=(2k+1)\pi/2$, la lame est dite quart-onde.

A l'entrée on a	$X = a \cos\alpha \cos(\omega t)$	$Y = a \sin\alpha \cos(\omega t)$
A la sortie on a	$X = a \cos\alpha \cos(\omega t)$	$Y = a \sin\alpha \cos(\omega t +/- \pi/2)$
		$Y = +/- a \sin\alpha \sin(\omega t)$

La vibration émergente est elliptique.

Dans le cas particulier où $\alpha=45^\circ$ la vibration émergente est circulaire (gauche ou droite suivant le signe de φ).

B. METHODE SENARMONT POUR MESURER LA BIREFRINGENCE D'UNE LAME.

On réalise un montage dans lequel un faisceau de lumière parallèle de longueur d'onde λ traverse successivement un polariseur P, une lame biréfringente L et une lame quart d'onde Q.

- La vibration OP transmise par le polariseur est orientée à 45° des lignes neutres L' et L'' de la lame biréfringente L.
- Une des lignes neutres (Q' ou Q'') de la lame quart d'onde coïncide avec la direction P.
- On définit les axes OX et OY respectivement suivant L' et L''
- On définit les axes Ox et Oy tels que Ox est suivant P et Oy est perpendiculaire à Ox (Figure ci-contre).

² La notation D' et D'' correspond au cas particulier des lignes neutres (L', L'') d'une lame biréfringente demi-onde.

³ La notation Q' et Q'' correspond au cas particulier des lignes neutres (L', L'') d'une lame biréfringente quart d'onde.

A la sortie du polariseur P, la lumière est polarisée rectilignement suivant la direction P. On se trouve dans le cas particulier ou $\alpha=45^\circ$.

A l'entrée de la lame biréfringente L on a :

$$\begin{aligned} X &= a \cos 45 \cos(\omega t) & \text{et} & & Y &= a \sin 45 \cos(\omega t) \text{ c'est à dire} \\ X &= a \frac{\sqrt{2}}{2} \cos(\omega t) & \text{et} & & Y &= a \frac{\sqrt{2}}{2} \cos(\omega t) \end{aligned}$$

A la sortie de la lame biréfringente L on a :

$$X = a \frac{\sqrt{2}}{2} \cos(\omega t) \quad \text{et} \quad Y = a \frac{\sqrt{2}}{2} \cos(\omega t - \varphi)$$

La vibration émergente est elliptique et inscrite dans un carré de côté $a\sqrt{2}$ (Figure ci-contre).

Déterminons son équation dans le système d'axes Ox, Oy.

Par projection on a :

$$\begin{aligned} x &= X \cos 45 + Y \sin 45 & \text{et} & & y &= -X \sin 45 + Y \cos 45 \quad \text{donc} \\ x &= \frac{\sqrt{2}}{2} (X + Y) & \text{et} & & y &= \frac{\sqrt{2}}{2} (Y - X) \end{aligned}$$

D'où :

$$x = \frac{a}{2} (\cos \omega t + \cos(\omega t - \varphi)) \quad \text{et} \quad y = \frac{a}{2} (\cos(\omega t - \varphi) - \cos \omega t)$$

Soit :

$$x = a \cos(\varphi/2) \cos(\omega t - \varphi/2) \quad \text{et} \quad y = -a \sin(\varphi/2) \sin(\omega t - \varphi/2)$$

Figure 5

Avec un changement de l'origine des temps on obtient :
 $\sin(\varphi/2) \sin(\omega t')$

$$x = a \cos(\varphi/2) \cos(\omega t') \quad y = -a \sin(\varphi/2) \sin(\omega t')$$

Cette vibration se trouve à l'entrée de la lame quart d'onde dont les lignes neutres Q' et Q'' se trouvent respectivement suivant Ox et Oy.

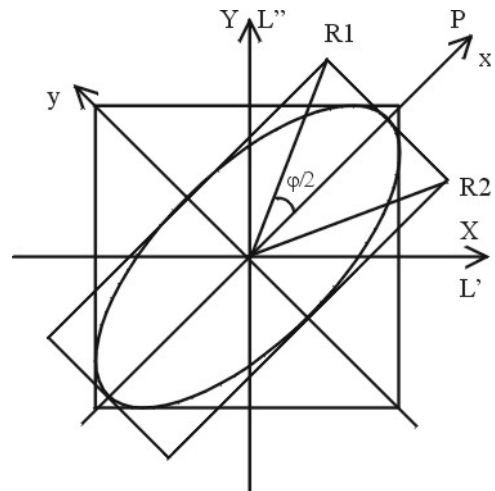
$$\text{A l'entrée : } x = a \cos(\varphi/2) \cos(\omega t') \quad y = -a \sin(\varphi/2) \sin(\omega t')$$

$$\text{A la sortie : } x = a \cos(\varphi/2) \cos(\omega t') \quad y = -a \sin(\varphi/2) \sin(\omega t' + \pi/2)$$

$$\text{C'est à dire : } x = a \cos(\varphi/2) \cos(\omega t') \quad \text{et} \quad y = \pm a \sin(\varphi/2) \cos(\omega t')$$

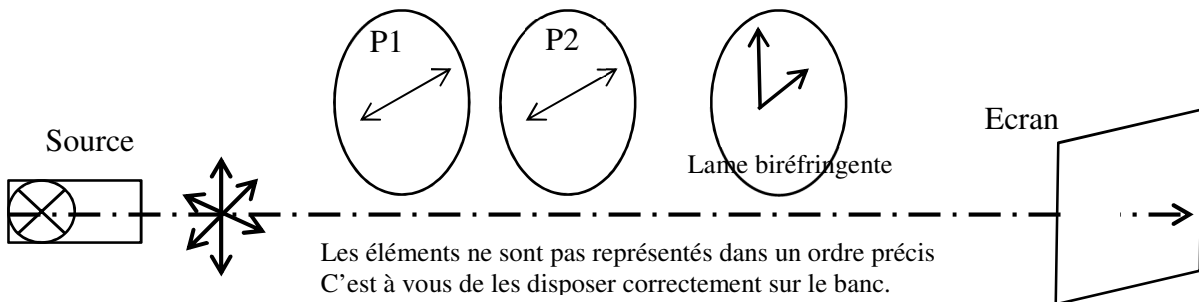
On obtient donc à la sortie de la lame quart d'onde une vibration rectiligne, qui ne se trouve plus suivant OP comme à la sortie du polariseur mais qui aura tourné d'un angle $\pm \varphi/2$. Suivant le signe de la déviation $\varphi/2$ la vibration rectiligne à la sortie sera, soit suivant R1, soit suivant R2 (Figure précédente).

Résumons : si j'arrive à mesurer précisément la position de la vibration rectiligne à la sortie du polariseur (à l'aide d'un analyseur), puis à mesurer précisément la position de la vibration rectiligne à la sortie de la lame quart d'onde (à l'aide d'un analyseur), je suis capable de déterminer la différence de phase φ introduite par la lame biréfringente et donc de déterminer la biréfringence ($n''-n'$) de la lame. C'est ce que nous nous proposons de faire avec le dispositif expérimental présenté dans les paragraphes suivant.



V. MISE EN EVIDENCE DES LIGNES NEUTRES

A. MONTAGE COMMUN



A chaque étape de la procédure vous devez être en mesure de donner l'état de polarisation de la lumière avant et après chaque élément posé sur le banc optique.

1. Placez la source de lumière (+filtre IR) et l'écran aux extrémités du banc optique.
2. Placez le premier polariseur (P1), sur le banc, après la source de lumière : observez l'écran. Et donc ?
3. Faites tourner le premier polariseur tout en observant l'écran. Que remarquez-vous ?
4. Donnez une orientation bien définie au premier polariseur et placez le second polariseur (P2 = analyseur) sur le banc : que remarquez-vous ?
5. Faites tourner l'analyseur tout en observant l'écran. Que remarquez-vous ?
6. Adoptez une configuration « Polariseur / Analyseur croisés » - « Ecran noir » -
7. Placer une lame mince ($\lambda/2$ ou $\lambda/4$, peu importe) entre P1 et P2 : observations ?
8. Faites tourner la lame mince (1 tour complet), dans son plan : observations ?
9. Imposez une direction de la lame mince telle que l'écran soit sombre, puis faites tourner l'analyseur (P2) (1 tour complet) : observations et conclusion ?
10. Retrouvez une configuration « Polariseur / Analyseur croisés » - « Ecran noir » – Puis placez la lame mince telle que l'écran soit sombre (en la faisant tourner dans son plan). Faites alors tourner le polariseur (P1) (1 tour complet) : observations et conclusion ?
11. Retirez P1, P2 et lame mince du banc. Faites tourner (dans leur plan), de façon aléatoire, P1, P2 et lame mince. Replacer ces éléments sur le banc : comment est polarisée la lumière arrivant sur l'écran ?

1. Lames demi-onde

$e.\Delta n = (p+1/2) \lambda$ $\Delta\phi = \pm \pi$ L'une des composantes de l'onde est en avance de $\lambda/2$ à la sortie de la lame.

Action d'une lame demi-onde sur de la lumière polarisée rectilignement

Faire schéma.

2. Lames quart d'onde

$e.\Delta n = (2p+1) \lambda/4$ $\Delta\phi = +\frac{\pi}{2}$ L'une des composantes de l'onde est en avance de $\lambda/4$ à la sortie de la lame.

Action d'une lame quart d'onde sur de la lumière polarisée rectilignement

Faire schéma.

VI. MESURE DE LA BIREFRINGENCE D'UNE LAME DE MICA

A. INVENTAIRE DU MATERIEL (PHOTO 1)

- 1 Banc d'optique Jobin-Yvon.
- 1 Lampe à vapeur de mercure.
- 1 Monochromateur type Bruhat.
- 1 Polariseur type Nicol⁴. Ce dispositif formé de deux lames de spath d'Islande, accolées avec une résine, élimine par réflexion totale le rayon ordinaire obtenu par biréfringence. Seul est conservé le rayon extraordinaire polarisé rectilignement (Figure 6).

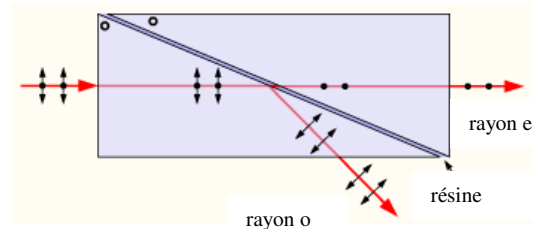


Figure 6 : Polariseur de type Nicol

- 1 lame mince de mica L (épaisseur 43 μm), escamotable,. montée sur un cercle gradué.
- 1 lame quart d'onde ($\lambda/4$) escamotable. Cette lame a été préparée de manière à ce qu'elle soit quart d'onde pour la radiation verte du mercure ($\lambda = 546,1 \text{ nm}$).
- 1 analyseur à pénombre (composé d'une lame demi-onde, d'un analyseur type nicol et enfin d'un viseur).

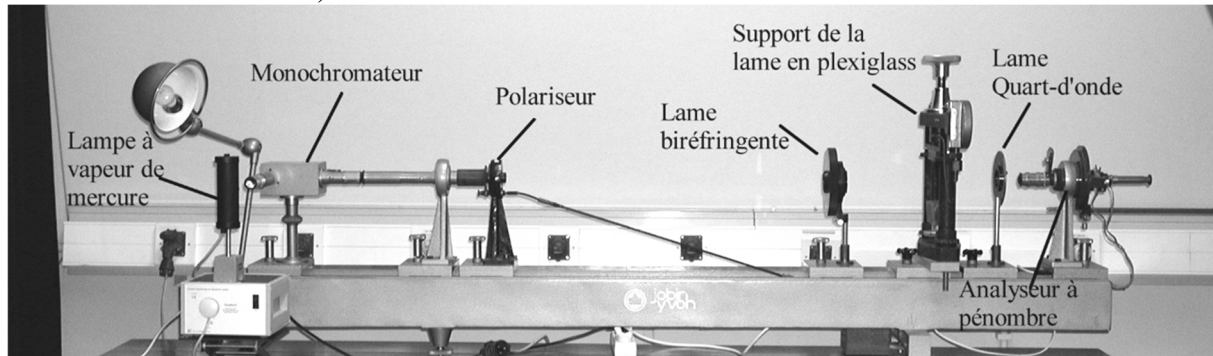


Photo 1 :Vue général du banc de mesure

B. PREREGLAGES :

1. Réglage de la source et du monochromateur (Photo 2 ; Figure 7)

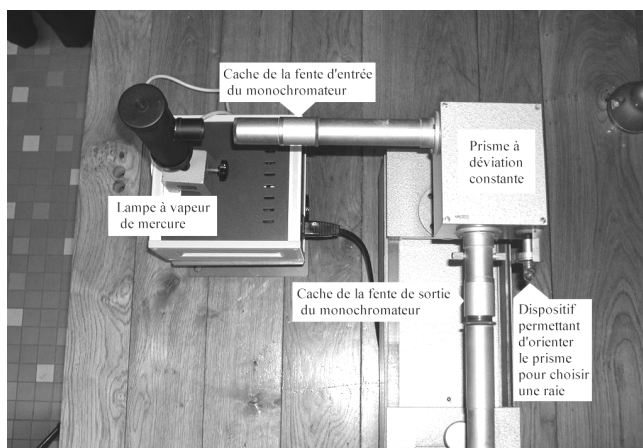


Photo 2: Vue de dessus du monochromateur

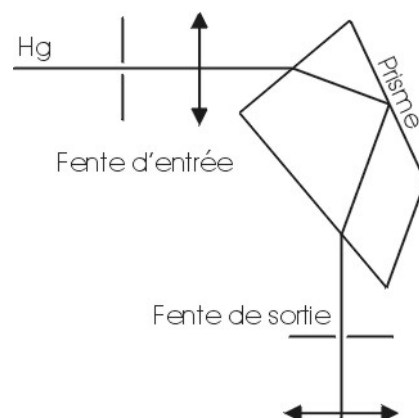


Figure 7: Schéma du monochromateur

⁴ Voir aussi le TP sur les polariseurs

- Tourner le cache de la fente d'entrée du monochromateur de manière à voir la fente d'entrée
- Orienter et positionner la lampe Hg de manière à observer l'image de la source sur la fente d'entrée. Masquer alors la fente d'entrée avec le cache.
- Tourner le cache de la fente de sortie du monochromateur de manière à voir la fente de sortie. Le spectre de la lame à vapeur de mercure est alors visible.
- **Si nécessaire**, orienter le prisme de manière à éclairer le trou (circulaire, $\varnothing < 1\text{mm}$) de sortie avec la radiation verte du mercure ($\lambda=5461\text{\AA}$). Tourner à nouveau le cache pour occulter la lumière extérieure.

2. Fonctionnement et réglage de l'analyseur à pénombre

(voir aussi le paragraphe d'introduction et l'analyseur éclaté)

Fonctionnement :

L'analyseur à pénombre permet de déterminer l'orientation d'une vibration rectiligne. Il est composé successivement d'une lame demi-onde, d'un polariseur/analyseur et enfin d'un viseur (Figure 8). La lame demi-onde est disposée de manière particulière. Seule la moitié du faisceau incident traverse la lame demi-onde de lignes neutres D' et D". La direction principale A de l'analyseur forme un angle ε avec la ligne neutre D' (Figure 9). Une plage circulaire composée de 2 demi-lunes est observable dans le viseur. L'une des deux demi-lunes est le résultat du passage de la lumière dans la lame demi-onde puis dans le polariseur/analyseur, l'autre demi-lune correspond au passage de la lumière dans le polariseur/analyseur seul.

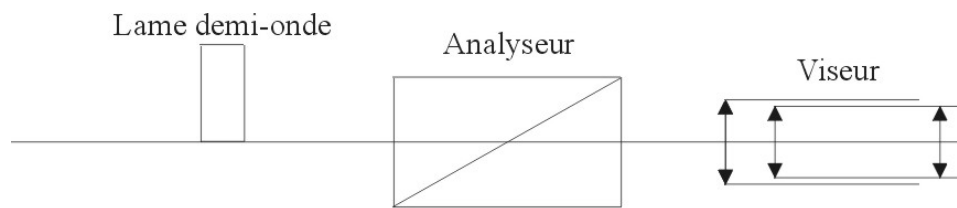
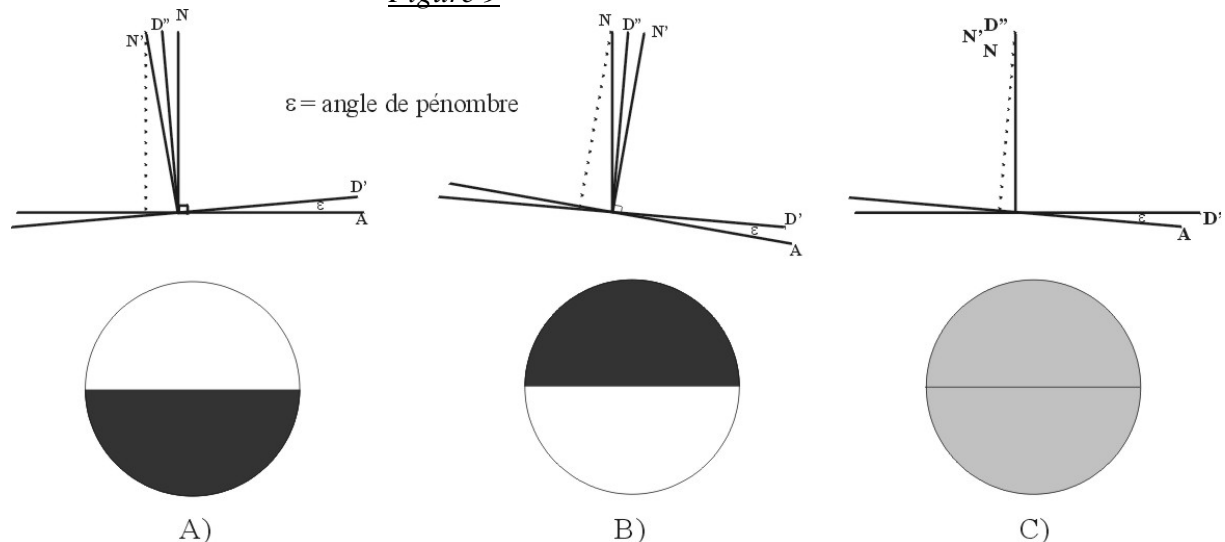


Schéma de l'analyseur à pénombre

Figure 8

Supposons que la vibration incidente rectiligne N est verticale (Figure 9), en tournant le bloc analyseur à pénombre (les trois éléments de l'analyseur à pénombre sont solidaires) l'éclairement des demi-lunes change. Trois situations intéressantes permettent un repérage précis de l'orientation de la vibration rectiligne incidente.

Figure 9



Trois situations sont à considérer :

Situation A (Voir Figure 9A)

- la vibration rectiligne incidente N ne traversant pas la lame demi-onde est perpendiculaire à la direction principale de l'analyseur. Cette vibration sera donc absorbée par l'analyseur. La demi lune correspondante sera éteinte

- la vibration rectiligne incidente traversant la lame demi-onde, ressort de la lame demi-onde suivant N' (symétrique de N par rapport à D"). La projection de N' suivant A n'étant pas nulle, une partie de la lumière sera transmise par l'analyseur. La demi-lune correspondante sera donc éclairée.

Situation B (Voir Figure 9B)

- la vibration rectiligne incidente N ne traversant pas la lame demi-onde n'est pas perpendiculaire à la direction principale de l'analyseur. La projection de N suivant A n'étant pas nulle, une partie de la lumière sera transmise par l'analyseur. La demi-lune correspondante sera donc éclairée.

- la vibration rectiligne incidente traversant la lame demi-onde, ressort de la lame demi-onde suivant N'. Dans ce cas N' est perpendiculaire à la direction principale de l'analyseur. Cette vibration sera donc absorbée par l'analyseur et la demi lune correspondante sera éteinte.

Situation C (Voir Figure 9C)

- la vibration rectiligne incidente ne traversant pas la lame demi-onde n'est pas perpendiculaire à la direction principale de l'analyseur. La projection de N suivant A n'étant pas nulle, une faible partie de la lumière sera transmise par l'analyseur. La demi-lune correspondante sera faiblement éclairée.

- la vibration rectiligne incidente N traversant la lame demi-onde est suivant D". Le symétrique de N par rapport à D" étant N, la vibration rectiligne émergente N' de la lame demi-onde est donc parallèle à N. La projection de N' suivant A sera la même que celle de N, la "même" quantité de lumière sera transmise par l'analyseur. L'éclairement de la demi-lune correspondante sera donc identique à l'autre demi-lune. On parle ici d'équipénombre.

En tournant le bloc analyseur à pénombre il sera possible d'observer dans le viseur successivement le cas A, C puis B ou l'inverse B, C et A. L'observation de l'équipénombre permet un repérage précis de l'orientation de la vibration rectiligne incidente.

3. Réglage de l'angle ϵ de l'analyseur à pénombre :

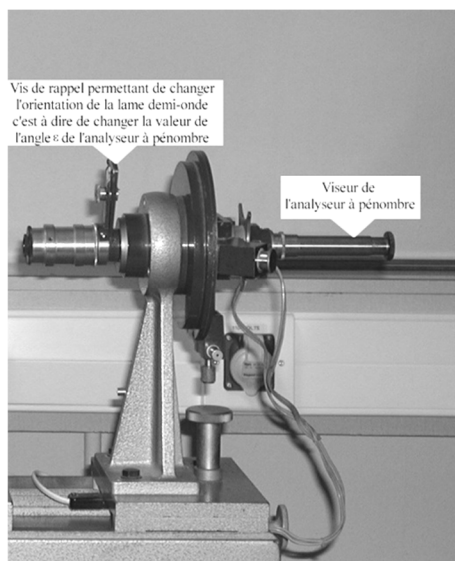


Photo 3

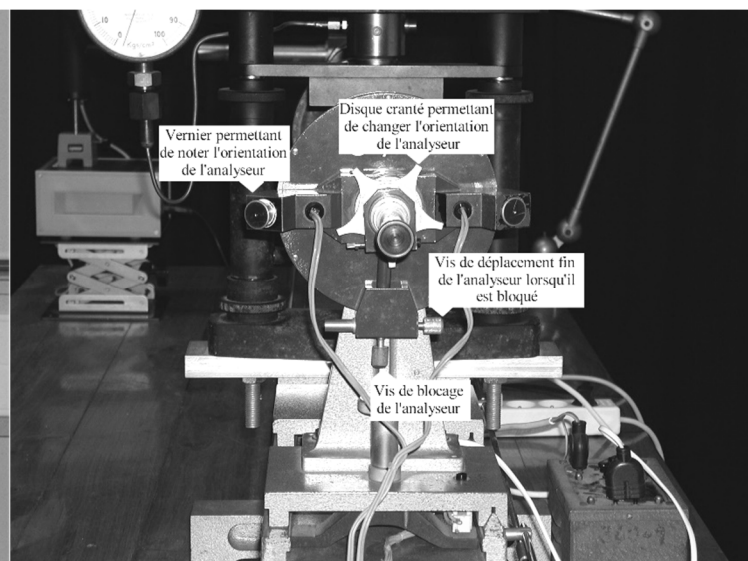


Photo 4

Une fois la source et le monochromateur réglés regardez dans le viseur de l'analyseur à pénombre (voir Photo 3). Le viseur est mis au point par tirage. Le polariseur étant dans un azimuth quelconque, la lame quart d'onde escamotée, orienter l'analyseur à pénombre de façon à obtenir une demi-lune éteinte, bloquer l'analyseur (voir Photo 4). Faire un réglage fin avec la vis de déplacement fin (voir Photo 4). Lire le vernier et noter la graduation. Débloquer l'analyseur, l'orienter de manière à obtenir l'autre demi-lune éteinte, lire le vernier et noter la graduation. La différence des deux graduations est égale à 2ε . Il faut d'une part que cet angle ε soit petit, d'autre part que l'on puisse apprécier avec le maximum de précision l'équipénombre. Si la précision n'est pas suffisante changer l'angle ε grâce à la vis de rappel (voir Photo 3).

C. PROCEDURE POUR LA MESURE DE LA BIREFRINGENCE DE LA LAME DE MICA

- Le polariseur dans un azimuth quelconque, la lame de mica L enlevée, la lame quart d'onde Q escamotée.
- Orienter l'analyseur à pénombre de manière à observer dans le viseur l'équipénombre. Lire le vernier et noter la graduation : soit a_1 .
- Placer sur le banc d'optique la lame quart d'onde. Orienter la lame quart d'onde de manière à retrouver l'équipénombre. Ainsi P se trouve dans la même direction soit de Q' soit de Q".
- Placer sur le banc d'optique la lame de mica L. Orienter la lame de mica de manière à retrouver l'équipénombre. Ainsi P se trouve dans la même direction soit de L' soit de L". Noter l'azimut de la lame de mica sur sa monture : soit b.
- Tourner la lame de mica de 45° , l'azimut de la lame L sera donc de $b+45^\circ$. Les lignes neutres de la lame L' et L" se trouvent donc à 45° de la direction principale P du polariseur. En d'autres termes la direction de champ **E** de la lumière à l'entrée de la lame biréfringente est à 45° des lignes neutres L' et L".
- Dans le viseur, l'équipénombre est détruite, tourner l'analyseur pour la rétablir, lire sur le vernier et noter la graduation a_2 . Comme nous l'avons vu, la différence a_1-a_2 est proportionnelle à la différence de phase introduite par la lame de mica. On a $a_1-a_2 = \varphi/2$.
- Répéter la mesure après avoir tourné la lame de mica de 90° . On se place donc dans un azimuth $b-45^\circ$.
- Répéter les deux mesures précédentes après avoir tourner la lame quart d'onde de 90° . Pour cela remettre la lame de mica L en b, tourner Q d'environ 90° , puis achever le réglage de Q en rétablissant l'équipénombre. Enfin orienter la lame de mica L successivement en $b+45^\circ$ puis $b-45^\circ$.

Les quatre mesures doivent vous donner des valeurs de φ similaires (en valeur absolue).

Prendre la moyenne des quatre valeurs obtenues de φ pour en déduire, avec une plus grande précision, la biréfringence de la lame de mica sachant que :

$$\varphi = \frac{2\pi e(n'' - n')}{\lambda}$$

Données : $\lambda = 5460\text{\AA}$ et $e = 42\mu\text{m}$

Bibliographie, Site Internet :

Optique géométrique et ondulatoire (J.P. PEREZ, Edt MASSON), p. 211 – 215
 Optique expérimentale (SEXTANT, Edt HERMANN), p. 260 – 282
 Optique instrumentale (G.A. BOUTRY, Edt MASSON)
 Manuel d'optique – G. Chartier – Editions Hermes, p. 195 - 234

INTERFEROMETRE DE MICHELSON : BONUS

Objectif :

- Observation des phénomènes d'interférences en lumière blanche
- Auto-test des capacités de réglage du Michelson
- Première approche des phénomènes de cohérence

Pré-requis :

- Connaître les réglages de base d'un interféromètre Michelson (TP Michelson 1) [Coin d'air / lame d'air / Contact optique]
- Avoir des « doigts de fée » ☺
- Avoir « aligné » les bancs et les objets / matériel d'optique le mieux possible (cf. optique géométrique / alignement)

Avant de pouvoir observer les phénomènes d'interférences en lumière blanche, il faut placer l'interféromètre de Michelson au contact optique (C.O.).

- Source spectrale Hg + filtre interférentiel vert (546 nm)
- Miroir orthogonaux (i.e. une seule frange d'interférence observable dans le champ de vision)
- Miroirs équidistants (i.e. la différence de marche $\delta(M_1/M_2) = 0$). Dans cette situation, la vis micrométrique du chariot du Michelson Sopra (TP Michelson1, FST- Nancy) est à $10,32^5$.

Réglages et choix/utilisation du matériel

1. Si l'interféromètre de Michelson est encore coin d'air, il faut alors « tuer » le coin d'air, i.e. faire tendre ε vers sa valeur minimale (typiquement, $< 1.10^{-5}$ rd).

Entrée : [source + condenseur à $d \approx 1,5$ m du Michelson]

Sortie : [lentille $f' = + 15$ cm, on conjugue la position écran avec celle du miroir M_2]

On jouera sur les vis du miroir M_1 pour ne plus observer qu'une seule frange.

2. Passer ensuite en (équivalent) lame d'air :

Entrée : [source à $d = 0,2$ m du Michelson, condenseur collé au Michelson]

Sortie : [lentille $f' = + 50$ cm, écran dans le plan focal image]

On ne doit pas observer d'anneaux. Si c'est encore le cas, il faut alors « charioter » de telle façon que les anneaux viennent disparaître au centre de la figure.

3. Au contact optique, une seule frange occupe tout le champ de vision. Sans rien changer dans la disposition des éléments on remplace la source spectrale par une source de lumière blanche (W-Halogène) + filtre IR. On conserve dans un premier temps le filtre interférentiel vert (546 nm) :
 - Si l'on observe encore des franges d'interférences, il faut reprendre le réglage et essayer de n'avoir plus qu'une seule frange dans le champ de vision ($\varepsilon \rightarrow 0$ c.a.d. M_1 perpendiculaire à M_2 et $\delta(M_1 / M_2) = 0$).

- Si l'on n'observe pas de franges d'interférences...alors c'est peut-être une bonne nouvelle. L'écran est uniformément vert ou noir...ou presque), et on peut retirer le filtre vert.

La vis micrométrique du « chariot » (miroir M_1) étant à 10,325 mm, on peut alors tourner très, très, très délicatement la vis pour observer des phénomènes colorés : les teintes plates dites « de Newton ». La latitude de positionnement typique pour le TP Michelson-1 (matériel Sopra) est [10,322 à 10,33] mm, soit moins de $1/100^\circ$ de mm.

4. On place la fibre optique du spectrophotomètre sur le banc « de sortie », devant l'écran (cf. « tuto » sur la table de TP) et on observe le spectre de lumière blanche (obtenu en sortie du Michelson) sur l'écran d'ordinateur.

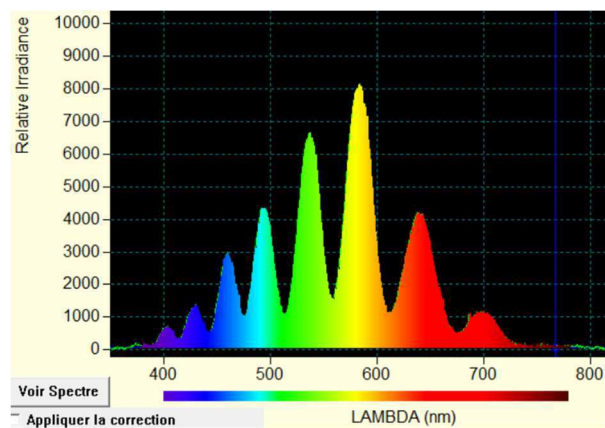
On tourne à nouveau très, très, très délicatement la vis μ métrique du « chariot » (miroir M_1). On peut alors observer un spectre « cannelé ».

Les cannelures ($I_{\text{interférences}} = 0$) s'interprètent en identifiant les deux termes :

$\delta = 2e$ ce qui correspond au réglage en lame d'air, d'épaisseur e

$\delta = (p+1/2) \lambda$ pour des interférences destructives, $I_{\text{interférences}} = 0$

- Si $e = 0 \Rightarrow p = 0$
- Si $e \neq 0$ et e très faible (quelques λ), on peut trouver plusieurs couples (p_i, λ_i) vérifiant $[2e = (p+1/2) \lambda]$, à e constant.



On peut voir simultanément le spectre sur l'écran de l'ordinateur et les couleurs (teintes plates) sur l'écran de projection.

On peut « jouer » avec la vis du chariot pour modifier le nombre de cannelures dans le spectre et observer le « blanc d'ordre supérieur », lorsque le nombre de cannelures dépasse quelques unités.

Super-bonus : observation des franges irisées en coin d'air (voir aussi les miroirs de Fresnel)

Entrée : [source + condenseur à $d = 1,5$ m du Michelson]

Sortie : [lentille $f' = + 15$ cm, on conjugue la position écran avec celle du miroir M_2]

On peut retirer la fibre optique du banc pour observer les franges rectilignes à l'écran.

On introduit un petit angle ε avec une des vis rapides du miroir M_1 .

On décale très légèrement le chariot pour centrer les franges rectilignes dans le champs d'observation.