

PRINCIPE ET REGLAGE DES INTERFEROMETRES

Bibliographie :

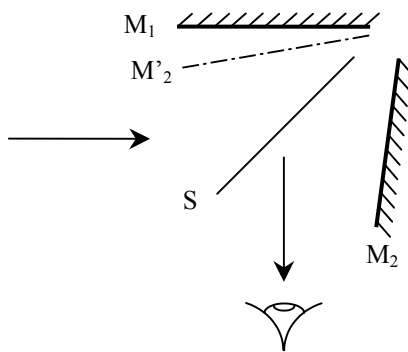
Sextant : Optique expérimentale (très bien)
Duffait : expériences d'optique à l'agreg (bien)
Françon : Vibrations lumineuses - Optique cohérente Dunod .

On étudie ici :

un interféromètre à 2 ondes → l'interféromètre de Michelson
un interféromètre à ondes multiples → l'interféromètre de Fabry-Pérot

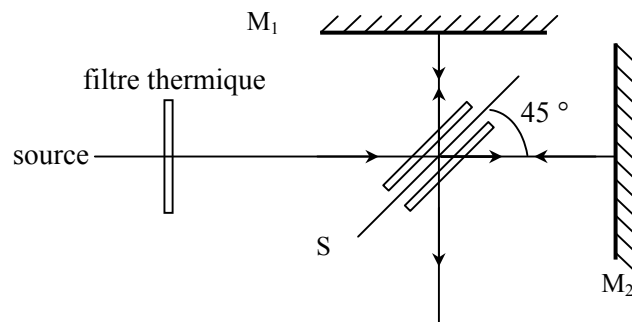
I INTERFEROMETRE DE MICHELSON

1.1 Principe



Le faisceau incident est partagé en deux fractions égales par une lame semi-réfléchissante (séparatrice S) . Cela revient à créer un "coin d'air" ou une "lame d'air à faces parallèles" entre le miroir M_1 et l'image M'_2 du miroir M_2 , par la séparatrice . On peut observer des franges d'égale épaisseur (coin d'air) ou des anneaux d'égale inclinaison (lame à faces parallèles) ou une teinte plate .

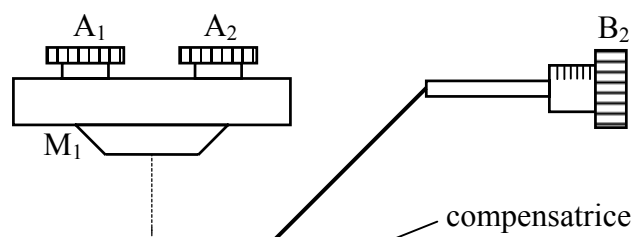
La lame séparatrice a toujours une certaine épaisseur et le fait qu'elle soit traversée par des rayons crée des retards dépendant de l'incidence et de la longueur d'onde qu'il faut compenser . C'est le rôle d'une autre lame dite "compensatrice" C .



Une des premières choses à faire pour régler l'interféromètre sera donc de rendre parallèle la séparatrice et la compensatrice , on respectera ainsi la symétrie des rôles des bras de M_1 et M_2 .

1.2 Construction de l'appareil

Le miroir M_2 est monté sur un chariot , ce qui permet de faire varier la différence de marche (l'épaisseur de la lame d'air) en tournant une vis micrométrique notée C_3 sur le schéma ci dessous . On dispose d'autre part de tout un lot de boutons destinés à régler l'orientation des lames et des miroirs .



Rôle des différentes vis de réglage :

- B_1 fait tourner la compensatrice autour d'un axe horizontal
- B_2 fait tourner la compensatrice autour d'un axe vertical
- C_1 et C_2 réglage grossier de l'orientation du miroir M_2
- A_1 et A_2 réglage fin de l'orientation du miroir M_1
- C_3 réglage de translation du miroir M_2 ("chariot")

1.3 Rappel des conditions d'observation des diverses figures

Quand les miroirs M_1 et M'_2 sont rigoureusement parallèles, on obtient des anneaux d'égale inclinaison localisés à l'infini. Pour les observer, il faut utiliser un faisceau de lumière non parallèle. Ils sont nets quelle que soit la largeur de la source (cohérence spatiale totale). Quand la différence de marche s'approche de zéro, le rayon des anneaux tend vers l'infini et le champ prend une couleur uniforme appelée "teinte plate".

Quand les miroirs M_1 et M'_2 ont un petit angle, on observe des franges d'égale épaisseur localisées au voisinage des miroirs. Il faut en toute rigueur utiliser un faisceau de lumière parallèle construit à partir d'une source ponctuelle. Cependant, on peut employer une source d'autant plus large que la différence de marche est faible. L'interfrange ne dépend pas de la différence de marche mais le contraste est maximum autour de l'ordre zéro (cohérence temporelle et spatiale).

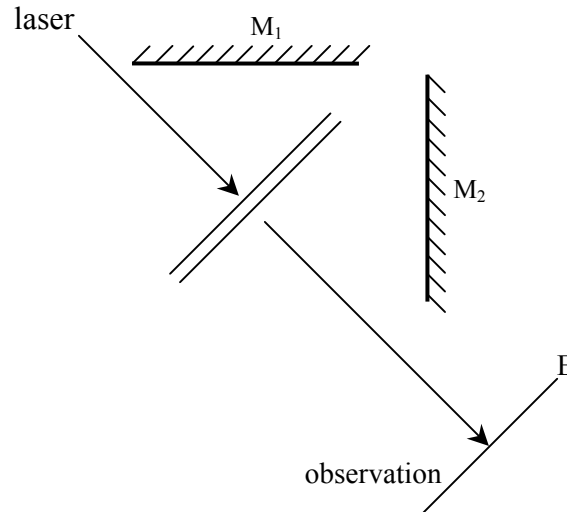
Enfin, la méthode de réglage proposée plus loin peut sembler contradictoire avec ce qui vient d'être dit mais on met à profit la grande cohérence spatiale et temporelle du laser.

1.4 Réglages

Mettre les boutons A_1 , A_2 en position moyenne. Déplacez le chariot à l'aide de C_3 pour que les miroirs M_1 et M_2 soient grossièrement symétriques par rapport à la séparatrice : réglage à vue ou suivant l'indication portée sur le Michelson.

1.4.1 Réglage du parallélisme entre compensatrice et séparatrice

Placez le laser sur un axe perpendiculaire à l'ensemble séparatrice-compensatrice (ajustez grossièrement son orientation pour que le faisceau réfléchi revienne sur lui même, en évitant toutefois de le faire entrer dans le tube) et observez sur un écran assez éloigné (2-3m). Agir sur les vis B₁ et B₂ de manière à faire coïncider les deux images principales.



1.4.2 Réglage des miroirs

La méthode proposée conduit à obtenir des miroirs rigoureusement parallèles et une différence de marche presque nulle. Il est alors aisé d'obtenir les figures d'interférences classiques. Pour comprendre ce réglage, il faut avoir à l'esprit les points suivants :

- quand la différence de marche diminue, les anneaux d'égale inclinaison défilent vers leur centre (le démontrer à partir de la formule $2.e.\cos i = k\lambda$, avec k constant pour un anneau donné).
- quand la différence de marche diminue, les anneaux se transforment progressivement en franges d'égale épaisseur si les miroirs ne sont pas rigoureusement parallèles (en effet, l'écart au parallélisme est d'autant moins négligeable que l'épaisseur est faible).
- lorsque la différence de marche est nulle et qu'on diminue l'angle entre les miroirs, l'interfrange augmente et tend vers l'infini (teinte plate lorsque les miroirs sont parallèles).

1.4.3 Réglage préliminaire

Envoyez le faisceau laser (He-Ne Melles Griot) sur la face d'entrée de l'interféromètre de façon à éclairer les deux miroirs sous incidence normale. Observez sur un écran assez éloigné (2-3m) à la sortie de l'interféromètre. Jouez avec les boutons C₁ et C₂ de manière à faire coïncider les deux images principales. On règle ainsi grossièrement le parallélisme des miroirs. La suite du réglage peut s'effectuer de deux façons suivant que l'on est en groupe ou seul. L'emploi d'un laser permet d'observer toutes les phases du réglage sur un écran ; il peut ainsi être effectué en groupe de façon démonstrative. En revanche, la fin du réglage est difficile car l'absence de variation de contraste et le faible nombre de franges observées rendent délicat l'approche du contact optique. L'emploi d'une lampe à vapeur de sodium rend cette partie du réglage plus facile mais limite l'observation à une seule personne.

1.4.4 Réglage en groupe

Vissez à la sortie du laser l'oculaire de microscope $\times 20$ prévu à cet effet. Vous devez observer des portions d'anneaux (les miroirs étant dans une situation intermédiaire entre le parallélisme et le coin d'air) sinon reprendre le réglage au début. Chariotez (bouton C_3) de façon à faire défiler les anneaux vers leur centre (la différence de marche diminue cf. §1.4.2). Lorsque les franges sont devenues rectilignes, cessez le chariotage et jouer sur l'angle des miroirs (boutons C_1 et C_2) de façon à augmenter l'interfrange. Pour cela, agir sur C_1 dans le sens qui accroît l'interfrange jusqu'au maximum, puis faire de même avec C_2 , puis recommencez avec C_1 etc... Si, lors de ce réglage, une courbure apparaît charioter à nouveau etc...

Lorsqu'il n'y a plus que quelques franges rectilignes sur l'ensemble du champ, agir sur les boutons de réglage fin du parallélisme A_1 et A_2 pour obtenir la "teinte plate" : le champ a une teinte uniforme, on est au voisinage du contact optique avec des miroirs parallèles. Notez la valeur repérant la position du chariot.

En résumé :

- quand on voit des anneaux, on les fait défiler vers leur centre de courbure en chariotant (donner la priorité à cette opération).
- quand on voit des franges, on joue sur l'angle des miroirs pour augmenter l'interfrange.

1.4.5 Réglage seul

Une fois le réglage du 1.4.3 effectué, prendre une lampe à vapeur de sodium BP et l'accoler à l'entrée de l'interféromètre. Placez un dépoli entre la lampe et l'interféromètre. L'œil accommodant naturellement, il suffit alors de regarder directement à la sortie de l'appareil et d'effectuer les réglages du 1.4.4. Au cours de ce réglage, vous observerez sans doute des baisses de contraste. Pour plus d'explication, cf. « Spectroscopie ».

La suite va vous montrer comment obtenir les figures classiques avec projection sur un écran. Leur exploitation est proposée dans les paragraphes suivants.

1.5 Franges d'égale inclinaison

Partant de la teinte plate, prendre une lampe Na BP et le condenseur spécial de 6 cm (celui logé dans un tube en métal). Accolez l'ensemble contre la face d'entrée. Les anneaux étant localisés à l'infini, placez contre la face de sortie du Michelson une lentille de grande focale (1 à 2 m si possible). A Rennes, prendre la lentille Leybold 50 cm et placez l'écran dans son plan focal. Chariotez légèrement (expliquez pourquoi). Vous observez des anneaux sur l'écran. Ils sont peu lumineux, vous pouvez améliorer leur visualisation en masquant la lampe avec un écran noir.

On remarquera probablement que près de l'ordre zéro, les anneaux deviennent elliptiques ou hyperboliques ; ceci est dû à un réglage imparfait de la compensatrice. Pour l'améliorer, chariotez pour avoir des cercles. Agir sur le bouton B_1 pour rendre le grand axe des ellipses horizontal ou vertical puis sur le bouton B_2 pour obtenir des cercles. Ce réglage est important pour la manipulation "spectroscopie par transformée de Fourier".

1.6 Passage aux franges du coin d'air

Chariotez jusqu'à obtenir une "teinte plate". Enlevez la lentille de projection et remplacez la par une lentille de focale 15 cm. Formez l'image des miroirs sur l'écran (expliquer pourquoi) avec une lentille de 15 cm. Donnez un petit angle aux miroirs en jouant sur un des boutons de réglage fin. Vous observez des franges. Notez qu'on observe ici des franges du coin d'air en lumière non parallèle ; cela n'est possible que parce que la différence de marche est très faible.

S'entraîner à passer d'un système de franges à l'autre.

II MANIPULATIONS POSSIBLES AVEC LE MICHELSON

2.1 Michelson en anneaux

2.1.1 Principe de la spectroscopie par transformée de Fourier

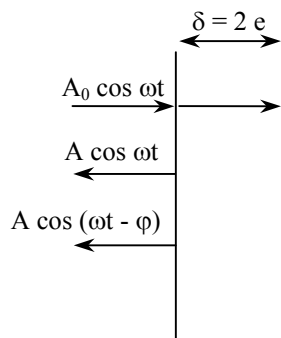
Françon :

"Vibrations lumineuses ; Optique cohérente : p. 91/99 ou Sextant p. 232.

Dans tout ce qui suit, on suppose une observation des anneaux d'égale inclinaison dans le plan focal d'une lentille → l'observation se faisant à l'infini, elle sera insensible à la cohérence spatiale (cf. Françon p. 64).

Source monochromatique :

On considère un rayonnement monochromatique de nombre d'onde $\sigma_0 = 1/\lambda_0$ et on s'intéresse au phénomène d'interférence au centre des anneaux ($i = 0$).



$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$$

$$\text{On a à la sortie de l'interféromètre } A_{\text{totale}} = A \left[e^{i\omega t} + e^{i(\omega t - \varphi)} \right]$$

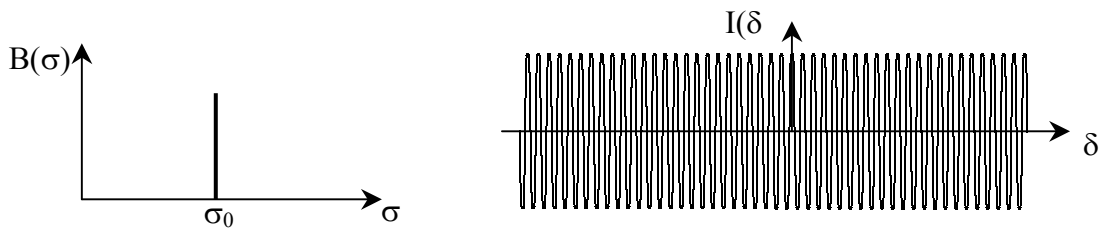
$$\begin{aligned} \Rightarrow I_{\text{totale}} &= \langle A_{\text{totale}} \cdot A_{\text{totale}}^* \rangle \\ &= A^2 \left\langle \left[e^{i\omega t} + e^{i(\omega t - \varphi)} \right] \left[e^{-i\omega t} + e^{-i(\omega t - \varphi)} \right] \right\rangle \\ &= 2A^2 \left\langle 1 + \frac{e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}}{2} \right\rangle \end{aligned}$$

$$\text{Soit, en prenant la partie réelle : } I_{\text{totale}} = 2A^2 \langle 1 + \cos \varphi \rangle$$

Les vibrations étant cohérentes spatialement (car observation à l'infini) et temporellement (car même λ), la phase reste constante pendant la durée de l'observation ; on a donc au final :

$$I(\varphi) = 2A^2 (1 + \cos \varphi) = 2A^2 \left(1 + \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda} \right) = 2A^2 (1 + \cos 2\pi\delta\sigma)$$

Par défilement du miroir, on fait varier la différence de marche δ et on observe la variation d'intensité $I(\delta)$.



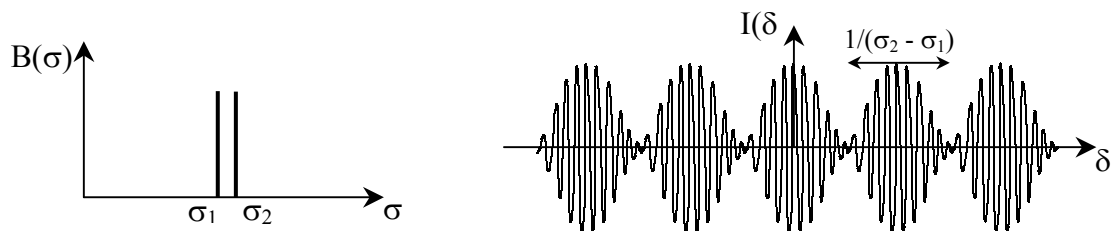
Doublet

Cette fois-ci, la source émet deux raies monochromatiques d'intensités voisines et de nombres d'onde σ_1 et σ_2 . Ces radiations étant incohérentes temporellement entre elles, leur intensité s'ajoute (cf. Sextant p. 167) ; on a $I = I_{\sigma_1} + I_{\sigma_2}$ avec pour I_{σ_1} et I_{σ_2} des expressions similaires à celle du § précédent).

La partie variable de l'intensité est la somme de 2 sinusoïdes de périodes voisines et donne des "battements" :

$$\cos\left(2\pi\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}\right) \cdot \cos[\pi(\sigma_1 - \sigma_2)]$$

Par défilement, on observe une succession régulière de brouillages des anneaux pour $\delta_1, \delta_2, \delta_3$, etc...



Leur périodicité est $(\delta_2 - \delta_1) = \frac{1}{\sigma_1 - \sigma_2} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$

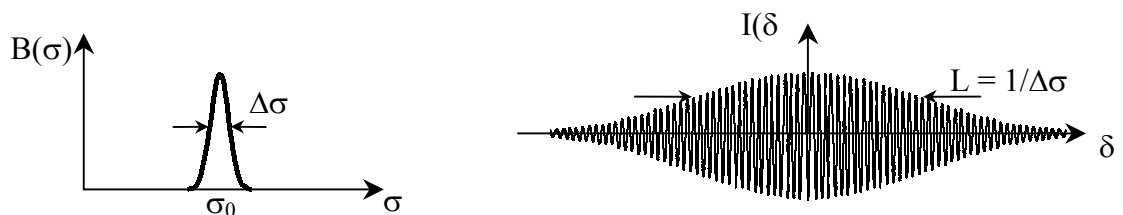
Raie large

Si la source émet de la lumière dans un intervalle spectral qui s'étend de σ_1 à σ_2 , avec la répartition spectrale $B(\sigma)$, l'intensité vaut alors :

$$I(\delta) = \int B(\sigma) [1 + \cos 2\pi\sigma\delta] d\sigma$$

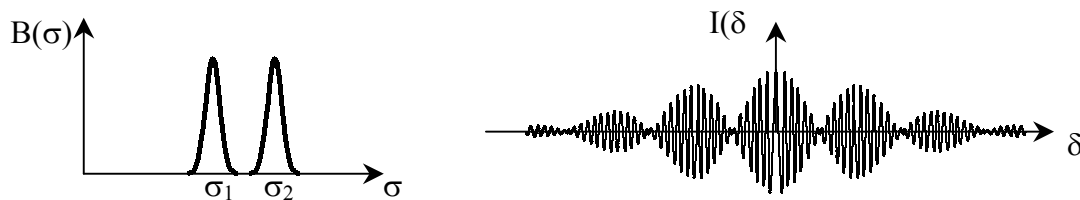
Soit $I(\delta) = I_{\text{moyen}} + \Delta I(\delta)$, avec $\Delta I(\delta) = \int B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta d\sigma$

On retrouve la propriété générale des interférences à deux ondes : la variation d'intensité autour de la valeur moyenne $\Delta I(\delta)$ est donnée par la transformée de Fourier (en cosinus) de la répartition spectrale $B(\sigma)$. On considère le cas d'une raie large à $\sigma_0 = 1/\lambda_0$, avec un profil de largeur à mi-hauteur $\Delta\sigma$. La transformée de Fourier est le produit d'une sinusoïde de période $\delta_0 = 1/\sigma_0 = \lambda_0$, par une enveloppe de largeur à mi-hauteur **de l'ordre de $\Delta\delta = 1/\Delta\sigma$** :



Cas de deux raies larges (proches, de même largeur $\Delta\sigma$ et même intensité)

On observe le produit des deux résultats précédents. On peut en déduire $\sigma_{\text{moyen}} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}$, $\sigma_2 - \sigma_1$ et $\Delta\sigma$. C'est ce type de figure que l'on peut obtenir avec les deux raies jaunes du mercure :



Le spectre est légèrement modifié si les raies n'ont pas la même largeur ou la même intensité → se reporter au Sextant p. 235 pour plus de précisions.

2.1.2 Ecart du doublet du sodium

Prendre une lampe à vapeur de sodium et travailler en anneaux. Observez dans le plan focal d'une lentille (cf. § 1.5). Chariotez. Notez que pour certaines différences de marche, le contraste s'annule (anti-coïncidence). Mesurez le chariotage Δe correspondant au passage d'une anti-coïncidence à la suivante. En déduire $\Delta\lambda$ par la formule (la démontrer) : $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\Delta e}$

Il est évident que la méthode est plus précise si on mesure plusieurs anti-coïncidences.

2.1.3 Evaluation d'une largeur de raie

Sextant p. 240.

Même montage que précédemment. Utilisez cette fois-ci une lampe Hg MP et isolez la raie verte du mercure à l'aide d'un filtre interférentiel. Chariotez en partant du contact optique. Observez que le contraste sur l'écran diminue progressivement lorsque l'on augmente la différence de part et d'autre de la différence de marche nulle. Repérez la valeur de δ correspondant à une réduction sensible du contraste. Le critère visuel n'étant pas précis, seul l'ordre de grandeur à un sens. Cette décroissance étant monotone, le contraste n'est important que dans un intervalle symétrique $[-\delta ; +\delta]$ qui définit la longueur de cohérence de la source.

Calcul de $\Delta\lambda$:

On n'obtient qu'un ordre de grandeur car le résultat dépend du profil spectral de la raie. Si le profil est Gaussien, on a $L\Delta\sigma = 0,88$. Si le profil est Lorentzien, on a $L\Delta\sigma = 0,44$. L'étude du profil de la raie étudiée dépasse largement le cadre du TP. Une telle étude nécessiterait une mesure quantitative (enregistrement) avec une chaîne de mesure bien linéaire. Par conséquent, les résultats obtenus ne seront que des ordres de grandeur (en plus, la chute de contraste évaluée à l'œil ne correspond pas à une diminution d'un facteur 2 de celui-ci). On gardera donc comme critère pour le calcul la relation $\Delta\delta = 1/\Delta\sigma$

Résultats :

Avec la Hg MP, on observe une décroissance notable du contraste pour un déplacement du miroir à partir de l'origine $\delta \approx 0,2$ mm. Donc $L = 2\delta \approx 0,4$ mm.

Comme $L \approx 1/\Delta\sigma = \lambda^2/\Delta\lambda$ avec $\lambda = 546$ nm, on a : $\Delta\lambda \approx \lambda^2/L \approx 0,7$ nm

Avec la Hg BP, $\delta \approx 2$ mm $\Rightarrow \Delta\lambda \approx 0.07$ nm

Remarque :

Ces valeurs sont données à titre indicatif ; elles dépendent entre autres du temps depuis lequel la lampe a été allumée.

2.1.4 Manipulation avec enregistrement (facultatif) :

Le moteur permet un déplacement très lent du chariot. On enregistre le signal $I(\sigma)$ avec un PM ou une photodiode. Du fait de la vitesse de défilement des anneaux, l'enregistreur utilisé ici ne fonctionne bien que si l'excursion en amplitude ne dépasse pas 4-5 cm (au-delà, le marqueur n'arrive plus à suivre) \rightarrow ajustez les paramètres du capteur et le calibre de l'enregistreur en conséquence.

Un filtre interférentiel jaune (576,5 nm avec $\Delta\lambda = 21$ nm) isole les raies du mercure, la source étant une lampe Hg MP.

Au centre des anneaux, on règle l'enregistreur $Y = f(t)$ à une sensibilité telle que l'amplitude soit correcte au centre $\delta = 0$ (il faut aussi décaler le zéro pour tenir compte de l'éclairement moyen). La vitesse de défilement est typiquement de 20 mm /min. On enregistre quelques lobes de part et d'autre du centre $\delta = 0$. On en déduit l'écart entre les raies jaunes de Hg (parfois également l'écart jaune-vert car la raie verte est très forte et il en passe encore...) ainsi que l'ordre de grandeur de la largeur des raies.

Remarque :

Cette expérience délicate peut donner d'excellents résultats, mais peut aussi subir l'effet de différents "canulars". Par exemple, si l'intensité de la source n'est pas constante : cela peut arriver si la lampe est mal vissée dans son support. D'autre part le flux de la lampe est modulé à 100 Hz (à un taux voisin de 100%) et c'est l'ampli de l'enregistreur qui doit couper les fréquences supérieures à 4 ou 5 Hz. Il est important d'utiliser un enregistreur récent en bon état sous peine de déboires. On peut aussi couper le 100 Hz en ajoutant une capacité ($C = 0,5$ μ F) en parallèle sur R.

Le choix du filtre interférentiel isolant la raie est également important.

Remarque importante :

Les expériences de spectroscopie par transformée de Fourier ne doivent être réalisées qu'avec des anneaux pour éviter tout effet de cohérence spatiale.

2.2 Manipulation avec les franges du coin d'air

2.2.1 Obtention des franges en lumière blanche

Il est nécessaire d'être au préalable très près du contact optique. Pour s'y placer, on part d'un système d'anneaux avec une lampe à sodium et on chariote jusqu'à la teinte plate. Changez la lentille de projection et utilisez une lampe quartz-iode. Donnez un petit angle aux miroirs. Pourquoi n'observe-t-on que quelques franges ? Ajouter un filtre interférentiel. Interprétez.

2.2.2 Mesure de l'épaisseur optique d'une lamelle de microscope

Partir de l'expérience précédente. Repérez la position du miroir. Interposez devant l'un des miroirs une lamelle de microscope. Les franges disparaissent. Chariotez très lentement à l'aide du moteur ou manuellement jusqu'à réapparition de la frange centrale. En déduire la variation d'épaisseur optique provoquée par la lamelle puis son épaisseur.

2.3.3 Interférences en lumière polarisée (exp. de Fresnel-Arago)

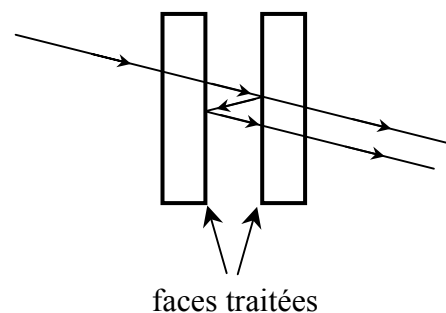
Cette expérience est importante dans la théorie des interférences. On peut la réaliser avec l'interféromètre de Michelson en coin d'air mais elle nécessite des Polaroids adaptés à l'interféromètre. On n'en dispose pas à Rennes mais il y en aura à l'oral → reportez vous au Sextant p. 165. On propose cependant une manipulation alternative dans le montage M 8.

III INTERFEROMETRE DE FABRY-PEROT

3.1 Constitution

Il est constitué de 2 pavés de verre traités pour avoir un coefficient de réflexion élevé.

Un tel interféromètre s'utilise toujours en franges d'égale inclinaison (les 2 faces traitées étant donc parallèles).

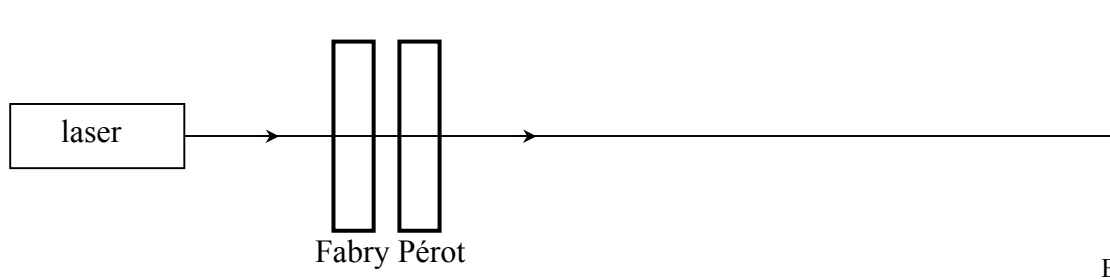


3.2 Réglages

Le réglage de l'épaisseur se fait par introduction d'un coin entre les deux lames. L'angle de ce coin est tel que lorsqu'il avance de 1 mm, l'épaisseur augmente de 0,1 mm. Le palmer repère la position du coin. Lorsque le coin est totalement en dehors des lames, celles-ci ne sont plus guidées et le réglage devient impossible.

Repérez les 2 boutons de réglage grossier (parfois gradués) et les 2 boutons de réglage fin (agissant sur les pavés par l'intermédiaire de lames souples faisant office de ressorts). Mettre les réglages fins en position moyenne.

Envoyez un faisceau laser perpendiculairement à l'entrée de l'interféromètre. Placer assez loin un écran en sortie.



Vous devez voir des images multiples du faisceau ; les amener à coïncidence en agissant sur les deux boutons de réglage grossier (**ne pas toucher à celui qui fixe l'épaisseur**). Au moment où la coïncidence est bien réalisée, le faisceau doit subir une variation de l'intensité. Remplacez alors le laser par une lampe Na BP ; placez là près de l'entrée de l'interféromètre. Intercalez un diffuseur entre la lampe et le FP afin d'avoir le maximum d'angles d'incidence ; vous devez voir des anneaux, sinon recommencer.

La suite du réglage s'effectue par itérations successives à partir des principes de base qui suivent :

- tant que les anneaux défilent quand l'observateur déplace la tête, les miroirs ne sont pas parallèles.
- les anneaux rentrent quand la différence de marche diminue.

Déplacez la tête le long d'un des diamètres **vers** l'un des boutons de réglage. Si les anneaux semblent rentrer, desserrez le bouton de réglage grossier pour réduire le défilement. Les boutons étant à 120° , toute action sur l'un modifie le réglage de l'autre → passez ensuite à l'autre, puis revenir au premier et ainsi de suite... Lorsque le défilement est de quelques franges sur l'ensemble du champ, utilisez les réglages fins.

3.3 Exploitation

On la cite pour mémoire car il faut disposer d'un P.F. dont on peut modifier l'épaisseur ce qui n'est pas le cas à Rennes.

Projetez les anneaux. Pour cela, ôtez le dépoli, mettez une lentille de focale 10 cm après la lampe et une lentille de focale = 1 m contre la sortie du P.F. Le phénomène est peu lumineux. Modifiez l'épaisseur et observez la coïncidence périodique des deux systèmes d'anneaux correspondant à chacune des raies du doublet.

Régalez le P.F. sur une épaisseur e_1 proche du minimum. Vous devez voir les deux systèmes d'anneaux sinon accroître e . Relevez l'indication d_1 du palmer. L'ordre zéro étant impossible à atteindre, seules les variations d'épaisseur sont directement mesurables avec le palmer. C'est pourquoi on propose de trouver e_1 en mesurant les rayons d'un des systèmes d'anneaux puis en traçant leur carré en fonction de leur numéro...

Sans rien changer, mettez un photo détecteur au centre des anneaux et faire varier l'épaisseur avec le moteur. Enregistrez l'intensité en fonction du temps sur quelques franges (produire un défilement assez rapide de la base de temps pour pouvoir analyser en détail chaque raie).

Accroître l'épaisseur à la main en comptant le nombre de coïncidences jusqu'à ce que visiblement la finesse apparente des anneaux soit très réduite (contrôlez que le parallélisme des lames est bien conservé sinon agir). Relevez l'indication d_2 du palmer. Enregistrez comme précédemment.

De ces mesures déduire la finesse de l'appareil, l'écart en longueur d'onde du doublet et la largeur d'une raie (mesure grossière). Quelle est la zone de dispersion libre correspondant au doublet du sodium ?

Pour répondre à ces questions voici quelques informations: il y a une grande analogie entre un P.F. de finesse F et un réseau à N traits, il s'ensuit que la résolution croît avec l'ordre, la finesse de l'appareil ne dépend pas de l'ordre, on sort de la zone de dispersion libre quand il y a chevauchement d'ordres.

A revoir :

Sextant p. 244 Duffait p. 92 Poly de Robert Georges

La fonction d'Airy est une fonction périodique en ϕ de période 2π . Cette périodicité peut être considérée comme une périodicité en épaisseur à λ et i constants dont la période est $\frac{\lambda}{2 \cos i}$,

comme une périodicité en $\cos i$ à λ et e constants dont la période est $\frac{\lambda}{2e}$, ou comme une

périodicité en $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ à e et i constants dont la période est $\frac{1}{2e \cos i}$. Cette dernière périodicité est appelée intervalle spectral libre